



# Recherche et cartographie VLBI des Masers OH dans les régions de formation d'étoiles massives. Observations interferométriques millimétriques de Lynds 1551

Jean François Desmurs

## ► To cite this version:

Jean François Desmurs. Recherche et cartographie VLBI des Masers OH dans les régions de formation d'étoiles massives. Observations interferométriques millimétriques de Lynds 1551. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1996. Français. NNT: . tel-00711886

**HAL Id: tel-00711886**

**<https://theses.hal.science/tel-00711886>**

Submitted on 26 Jun 2012

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° d'ordre: 0000

# THÈSE DE DOCTORAT

## DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE I

ÉCOLE DOCTORALE DES Sciences de la Terre et de l'Univers

présenté par : Jean-François DESMURS

pour obtenir le grade de DOCTEUR EN ASTROPHYSIQUE

---

Recherche et Cartographie VLBI des Masers OH  
dans les Régions de Formation d'Etoiles massives.  
Observations Interférométriques Millimétriques de  
Lynds 1551

---

Soutenue à l'Observatoire de Bordeaux le 19 Décembre 1996 devant la Commission  
d'examen formée de :

Guy Pelletier .....	Président
Stephane Guilloteau ..	Rapporteur
Jean-François Lestrade	Rapporteur
Alain Baudry .....	Examineur
Anne Dutrey .....	Examineur
Jesus Gomez-Gonzalez .	Examineur
Thomas Wilson .....	Examineur

- 1996 -



N° d'ordre: 0000

# THÈSE DE DOCTORAT

## DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE I

ÉCOLE DOCTORALE DES Sciences de la Terre et de l'Univers

présenté par : Jean-François DESMURS

pour obtenir le grade de DOCTEUR EN ASTROPHYSIQUE

---

### Recherche et Cartographie VLBI des Masers OH dans les Régions de Formation d'Etoiles massives. Observations Interférométriques Millimétriques de Lynds 1551

---

Soutenue à l'Observatoire de Bordeaux le 19 Décembre 1996 devant la Commission  
d'examen formée de :

Guy Pelletier .....	Président
Stephane Guilloteau ..	Rapporteur
Jean-François Lestrade	Rapporteur
Alain Baudry .....	Examineur
Anne Dutrey .....	Examineur
Jesus Gomez-Gonzalez .	Examineur
Thomas Wilson .....	Examineur

- 1996 -

# Remerciements

Mes plus profonds et sincères remerciements vont à Alain Baudry mon directeur de thèse. Sa profonde connaissance des nombreux domaines ayant trait à tout ce qui se passe là haut, dans la poussière, sont passionnante. Je tiens aussi à le remercier d'avoir accepté de devenir mon directeur de thèse alors que j'avais déjà commencé à travailler sur un autre sujet. La rigueur de mon travail lui doit beaucoup. Enfin je le remercie pour avoir toujours su me laisser libre dans ma recherche tout en sachant constamment ne pas me faire perdre de vue les objectifs essentiels. Merci.

Je remercie également l'IRAM et tout le personnel du Plateau de Bure qui m'ont permis de découvrir l'interférométrie et donné envie de continuer dans cette voie. Et je n'oublie pas non plus que c'est à l'IRAM que je dois d'avoir pu commencer ma thèse.

Je tiens à remercier Jacques Colin pour m'avoir accueilli en cours de thèse à l'Observatoire de Bordeaux et m'avoir ainsi permis de continuer mon travail dans d'excellentes conditions.

Je remercie vivement Nathalie Brouillet pour m'avoir accepté dans son bureau et pour sa bonne humeur journalière (si, si c'est bien c'est que j'ai dit). Elle a de plus toujours été disponible pour m'aider à résoudre mes ennuis de radioastronomie ou autres. Je lui dois aussi le travail PHARAONIQUE d'avoir traduit ce manuscrit dans la langue de Voltaire.

Je n'oublierai pas non plus J.P. Parisot avec qui j'ai pu retrouver un peu de mes montagnes natales et qui a su me faire découvrir et apprécier les "collines" des Pyrénées...

Que serai-je devenu sans ma perfusion de café journalière, administré quotidiennement avec P. Ricaud (un radioaéro quoi?) et T. Jacq dont la lucidité et la clairvoyance m'ont si souvent permis d'envisager les questions sous un nouveau angle, lui, aussi, qui avec quelques mois de plus, aurait su me convertir à la "secte" Mac.

Je tiens aussi à remercier également Anne-Chantal qui a activement participé à la bonne compréhension de ce manuscrit (et elle a même réussi à le relire plusieurs fois!).

Je souhaite également remercier tout le personnel et les services de l'Observatoire pour leur aide précieuse, leur accueil et leur bonne humeur (et entre autres "root -J -P -B").

J'aurais également un vif remerciement à tous ceux qui m'auront soutenu et aidé tout au

long de ces trois années : Fabrice, Michel, Bertrand, et aussi Frédéric et Denis mais aussi en dehors du travail Nathalie, Géraldine, François, Caroline, Kathy, Frédéric...

Enfin LES derniers mots vont à ma famille et mes amis (de toujours) pour leur soutien leur réconfort, leur confiance en moi : MERCI papa, maman, mamie et aussi BB, Petit, Fabi, Boubou, Clarisse, Bob, Agnès et tous ceux que j'ai oubliés...

# Table des Matières

Remerciements	i
Introduction	1
1 Le radical OH	5
1.1 Présentation . . . . .	5
1.2 Description quantique de OH . . . . .	5
1.3 L'Effet Zeeman . . . . .	10
1.3.1 Calcul de la sensibilité des transitions principales au champ magnétique .	15
1.4 Conclusion . . . . .	16
2 Les MASERS cosmiques	17
2.1 Modèle Physique . . . . .	18
2.2 L'inversion de population . . . . .	21
2.3 Géométrie et taille . . . . .	22
2.4 Les différents modèles . . . . .	22
2.5 Différences avec le laboratoire . . . . .	24
3 Les régions HII et le champ Magnétique	27
3.1 Les régions HII . . . . .	27
3.1.1 Les régions HII . . . . .	28
3.1.2 Aspects morphologiques des UC HII . . . . .	29
3.1.3 Évolution . . . . .	32
3.1.4 Distributions Spatiale : . . . . .	33
3.2 Le champ magnétique dans les régions HII et dans la galaxie . . . . .	34
3.2.1 Les diverses méthodes . . . . .	35
3.2.2 Mesure du champ dans le plan du ciel . . . . .	35
3.2.3 Mesure du champ selon la ligne de visée . . . . .	36



3.2.4	Les faux effets Zeeman . . . . .	41
3.3	La structure du champ magnétique Galactique . . . . .	42
3.4	Présentation de l'expérience de Moran et al. de 1978 . . . . .	43
<b>4</b>	<b>Relevé des sources OH mené à Effelsberg</b>	<b>45</b>
4.1	Présentation du relevé . . . . .	45
4.2	Article soumis à A&A . . . . .	47
4.3	Complément . . . . .	48
4.3.1	Le dépouillement . . . . .	48
4.3.2	Distance des sources . . . . .	48
4.3.3	Spectres . . . . .	48
<b>5</b>	<b>La technique VLBI</b>	<b>53</b>
5.1	L'interférométrie . . . . .	55
5.1.1	Le théorème de van Citter-Zernicke . . . . .	55
5.1.2	Interféromètre à deux antennes . . . . .	56
5.1.3	Synthèse d'ouverture et couverture du plan $uv$ . . . . .	59
5.1.4	La Corrélation en VLBI: Généralités . . . . .	60
5.1.5	Le 'Fringe Fitting' . . . . .	61
5.2	La calibration de données VLBI: éléments théoriques . . . . .	63
5.2.1	Les relations de clôture . . . . .	63
5.2.2	Calibration du délai . . . . .	65
5.2.3	Calibration du taux de frange . . . . .	66
5.2.4	Calibration de l'amplitude . . . . .	66
5.2.5	Calibration de la phase . . . . .	67
<b>6</b>	<b>Observations, dépouillement et résultats de notre expérience VLBI</b>	<b>69</b>
6.1	La préparation des observations . . . . .	69
6.1.1	La corrélation de notre expérience . . . . .	72
6.1.2	Le dépouillement des données . . . . .	74
6.2	Présentation de la source W3OH . . . . .	85
6.3	Présentation des résultats . . . . .	86
6.3.1	Position absolue . . . . .	86
6.3.2	Carte du quasar NRAO150 . . . . .	87
6.3.3	Cartes des masers à 6035 MHz . . . . .	88
6.3.4	Cartes des masers à 6030 MHz . . . . .	96



6.3.5	Résolution spatiale des composantes masers . . . . .	99
6.3.6	Obtention du champ magnétique . . . . .	104
6.3.7	Comparaison des cartes à 6030 et 6035 MHz . . . . .	110
6.3.8	Comparaison avec d'autres travaux . . . . .	112
6.3.9	Les autres sources . . . . .	115
6.4	Conclusions préliminaires . . . . .	115
<b>7</b>	<b>Observations de Lynds 1551</b> . . . . .	<b>117</b>
7.1	Une brève description des protoétoiles . . . . .	121
7.1.1	L'étude des disques . . . . .	123
7.2	Les observations . . . . .	124
7.2.1	Description des observations: . . . . .	124
7.2.2	Les observations en $^{12}\text{CO}$ . . . . .	124
7.2.3	Filtres à 20 MHz (voir carte 1) . . . . .	125
7.2.4	Filtres à 40 MHz (voir carte 2) . . . . .	126
7.2.5	Filtres à 80 MHz (voir carte 3) . . . . .	126
7.2.6	Discussion . . . . .	126
7.2.7	Modélisation . . . . .	127
7.2.8	Les observations en $\text{C}^{17}\text{O}$ J=1-0 . . . . .	127
7.3	Les données en continuum . . . . .	128
7.3.1	Le seeing . . . . .	128
7.3.2	Correction active de phase ou référence de phase . . . . .	129
7.3.3	Estimation théorique du bruit de phase (seeing de phase) . . . . .	130
7.3.4	Présentation de nos expériences en continuum. . . . .	131
7.3.5	Résultats des observations continuum à 3mm et 1.3 mm. . . . .	132
	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>134</b>
<b>A</b>	<b>Complément sur les fichiers du corrélateur</b> . . . . .	<b>137</b>
A.1	Explications du formats des fichier " AFILES " . . . . .	137
A.2	Programme de nos observations . . . . .	138
A.3	Le réseau EVN . . . . .	138
<b>B</b>	<b>Cartes VLBI</b> . . . . .	<b>141</b>
	<b>Bibliographie</b> . . . . .	<b>159</b>
B.1	Références . . . . .	159



"L'univers, par son incommensurable grandeur et par la variété et la beauté infinies qui éclatent en lui de toute part, jette l'esprit dans un muet étonnement. Si l'aspect d'un ensemble si parfait émeut l'imagination, un ravissement d'une autre nature saisit d'autre part l'intelligence, lorsqu'elle considère comment tant de magnificence, tant de grandeur, découlent d'une seule loi générale, dans un ordre éternel et parfait. Le monde planétaire, où le soleil, placé au centre de toutes les orbites, force, par sa puissante attraction, les sphères habitées de son système à se mouvoir sur des cercles éternels a été tout entier formé, comme nous l'avons vu, au dépens de la matière universelle primitivement dispersée dans le chaos. Toutes les étoiles fixes que l'oeil découvre dans les profondeurs du ciel, où elles sont semées avec une magnifique prodigalité, sont autant de soleils, centres de systèmes semblables. L'analogie ne permet pas de douter que ceux-ci ont été formés et produits, comme celui dont nous faisons partie, des particules les plus petites de la matière élémentaire qui remplissait l'espace vide, ce contenant infini de la présence divine."

Emmanuel KANT (1755)

# Introduction

Lorsque qu'on lève les yeux le soir par une belle nuit d'hiver bien dégagée et qu'on regarde les cieux, une myriade de petit points lumineux apparaissent, qui depuis toujours ont passionné les hommes. Parmi toutes ces lumières certaines sont d'autres galaxies, certaines des étoiles ou encore des planètes. Parmi les étoiles que l'on contemple certaines sont déjà mortes tandis que d'autres viennent peut être de naître sans que nous le sachions encore. Bien que nous étudions les étoiles depuis fort longtemps, l'évolution de ces astres conserve encore une part de mystère et encore à l'heure actuelle une part importante de la recherche en astronomie a pour but d'étudier ces objets et leur environnement, le milieu interstellaire.

Dans notre compréhension de l'univers qui nous entoure, l'un des aspects les plus difficiles à étudier est les conditions de formation des différents objets. Il en va ainsi pour expliquer la formation de l'univers ou des galaxies mais il en est de même pour les étoiles ; la compréhension de cette étape est nécessaire afin de pouvoir répondre à des questions plus vastes, sur les conditions de formation des systèmes stellaires avec leur cortège de planètes ou bien sur l'évolution des galaxies. Bien que nous soyons loin de répondre à de telle questions ma thèse a porté sur l'étude des régions de formation d'une classe d'étoiles particulière. Il s'agit des étoiles de type O (et/ou B), qui sont parmi les étoiles les plus massives.

Le coeur du sujet de ma thèse a porté sur l'étude de l'émission maser<sup>1</sup> de quelques une de ces régions. Nous avons ainsi étudié des masers créés à partir de la molécule <sup>2</sup> d'hydroxyle (OH). L'étude des masers permet par la modélisation qui s'en suit de mieux comprendre les conditions physiques qui règnent au sein de ces régions. De plus ils sont peut-être les seuls mécanismes d'émission pouvant prendre naissance dans ces régions, et être suffisamment puissants pour pouvoir traverser les couches de poussières afin de nous apporter des informations sur les conditions internes. Différents types de masers sont couramment observés dans ces régions comme ceux créés à partir du méthanol mais les plus puissants sont ceux générés avec la molécule d'eau. La molécule de OH génère des masers peut être moins puissants mais de nombreuses transitions de

---

<sup>1</sup>les masers sont des lasers émettant dans les longueurs d'ondes radio

<sup>2</sup>en fait c'est un radical libre



l'hydroxyle donnent naissance à des effets masers ; dans la région la plus étudiée, la région de W3(OH), on a ainsi observé sept types de masers différents pour ce radical et plusieurs transitions en absorption sur ses niveaux de basses énergies (les six premiers). (Le chapitre deux est une brève introduction à leurs propriétés physiques).

Les sites de formation sont des régions extrêmement denses, et extrêmement complexes avec des fluctuations de densité de rayonnement énormes. Les régions que j'ai étudiées sont très jeunes, de l'ordre de 10000 ans, et sont encore très compactes. Au coeur de ces nuages denses, des étoiles, que l'on pense être des étoiles de type O (ou encore B) sont en cours de formation. La quantité de poussières les entourant encore est tellement grande que pratiquement tous les rayonnements sont absorbés, ne laissant apparaître qu'un nuage sombre. Fort heureusement certaines émissions radio peuvent traverser ce cocon de matière pour les étudier. (Une présentation de ces régions est donnée au cours du troisième chapitre).

Le premier projet sur lequel j'ai été amené à travailler, avait comme objectif initial d'améliorer quantitativement le nombre de sources masers dues à la molécule OH dans son premier état excité pour l'hémisphère nord, cela afin de disposer d'un plus grand nombre de sources à des fins statistiques. Nous avons conduit une recherche systématique des émissions masers de ce type dans les régions de formation d'étoiles massives. Nous avons utilisé l'antenne de 100m d'Effelsberg en Allemagne et travaillé en étroite collaboration avec T. Wilson. Ce travail et ces résultats seront présentés lors du chapitre quatre.

La molécule d'hydroxyle est très répandue dans ce type de régions, et présente de plus la propriété de réagir au champ magnétique l'environnement. C'est un très bon magnétomètre. Or, le champ magnétique est supposé pouvoir jouer un rôle important dans l'évolution de ces régions et lors de la formation de l'étoile. Aussi avons nous tenté d'obtenir des mesures de ce champ par l'intermédiaire de l'étude de l'effet Zeeman. Pour cela nous avons besoin d'une très haute résolution angulaire. Et c'est le deuxième aspect de ma thèse mais certainement le côté le plus important.

Le VLBI <sup>3</sup> est une technique interférométrique bien particulière qui permet d'utiliser des antennes isolées, réparties un peu partout à la surface du globe terrestre, afin de simuler un instrument qui peut atteindre la taille du diamètre terrestre. Avec un instrument d'une si grande taille, nous pouvons atteindre des résolutions extraordinaires. Avec le réseau d'antennes européennes (aussi appelé EVN<sup>4</sup>) on pourrait ainsi observer une cerise au sommet de la tour Eiffel depuis Athènes. Pour la région à laquelle nous nous sommes plus spécialement intéressés, nous avons obtenu une résolution spatiale sur la source de l'ordre de 10 fois le rayon de l'orbite

---

<sup>3</sup>Very long Baseline Interferometry

<sup>4</sup>European VLBI Network



terrestre<sup>5</sup>. Cette technique, bien qu'ayant déjà une trentaine d'années, n'en est encore qu'à ses débuts, et l'Europe commence tout juste à disposer d'une organisation efficace pour ce type d'observations (JIVE<sup>6</sup>). La connaissance de cette technique et l'apprentissage de son utilisation sont une part essentielle de mon travail de thèse dont les principaux aspects seront présentés au cours du chapitre cinq.

Nous avons conduit une expérience de VLBI avec le réseau d'antennes européennes à une fréquence utilisée pour la première fois. Cette expérience est la réédition d'une expérience conduite à la fin des années soixante dix, mais nous avons bénéficié d'une sensibilité nettement meilleure et de plus nous avons put observé six sources au lieu d'une seule en obtenant deux fois plus de données. La préparation, le traitement et l'analyse de ce travail constituent le chapitre six.

Lorsque j'étais encore à l'IRAM, j'ai eu l'occasion de m'impliquer dans un projet réalisé avec l'interféromètre du Plateau de Bure. C'était une occasion unique de me former à l'interférométrie dite connectée avant de passer au VLBI. De plus, ce projet concernait l'étude d'une étoile en formation de faible masse. Il était alors extrêmement intéressant pour moi de voir ce qui se faisait à l'autre extrémité de l'échelle des masses, pour l'étude de la phase de formation d'une étoile. Ce travail est présenté dans le septième et dernier chapitre de ce manuscrit.

Dans le premier chapitre qui commence ma thèse, je vais revenir sur des notions de base sur la structure atomique de l'élément qui est la clef de voûte de deux des trois projets sur lesquels j'ai travaillé : le radical OH. Ceci permettra d'introduire un certain nombre de propriétés que je vais être amené à manier au cours des chapitres suivants.

---

<sup>5</sup> en fait nous avons obtenu 11x14.3 AU

<sup>6</sup> Joint Institut for VLBI in Europe



# Chapitre 1

## Le radical OH

### 1.1 Présentation

L'étude du Milieu Interstellaire (qui sera noté MIS par la suite) est devenue de nos jours l'un des principaux domaines de recherche de l'astronomie moderne. En effet, de nombreux phénomènes astrophysiques doivent être pris en compte pour comprendre et décrire le MIS et c'est dans ce milieu que se forment les nouvelles générations d'étoiles. A partir de l'étude de l'émission des molécules (on en connaît actuellement une centaine - près de 200 si on prend en compte leurs différents isotopes - ) dans les domaines spectraux infrarouge et radio (en onde centimétrique et millimétrique), on peut tenter de remonter aux conditions qui règnent dans ces régions. Par ailleurs l'étude des molécules du MIS stimule de nombreux travaux théoriques (collisions, vitesses de réactions, etc) ou de laboratoire. Parmi toutes ces molécules, je me suis plus particulièrement intéressé à l'étude du radical OH dans les régions de formation d'étoiles et plus précisément dans les régions ionisées appelées régions HII compactes.

Etant donné qu'une grande partie de cette thèse repose sur des observations de ce radical, je vais définir dans ce chapitre un certain nombre de paramètres physiques qui lui sont spécifiques, nécessaires à l'interprétation des données. OH sera appelé indifféremment radical ou molécule, puisque dans le MIS les densités volumiques des espèces moléculaires ou atomiques sont si faibles qu'une fois créé, OH ne rencontre pas de 'partenaire' avant des temps souvent longs pouvant bien excéder 1000 secondes.

### 1.2 Description quantique de OH

OH fut la première molécule interstellaire détectée dans le domaine radio (voir Weinreb et al, 1963). Comme pour la plupart des radicaux libres OH possède un moment angulaire

électronique non nul, ce qui le rend sensible au champ magnétique ambiant. C'est cette faculté de 'magnétomètre' qui va particulièrement nous intéresser.

Bien que plus complexe que celle des atomes, la description des molécules diatomiques reste néanmoins suffisamment simple pour permettre une modélisation fine (pour une approche plus détaillée, on pourra se reporter aux ouvrages de Herzberg p219, (1961) ou de Townes & Schawlow). Le schéma ci-dessous regroupe les différentes contributions du moment angulaire total de OH.

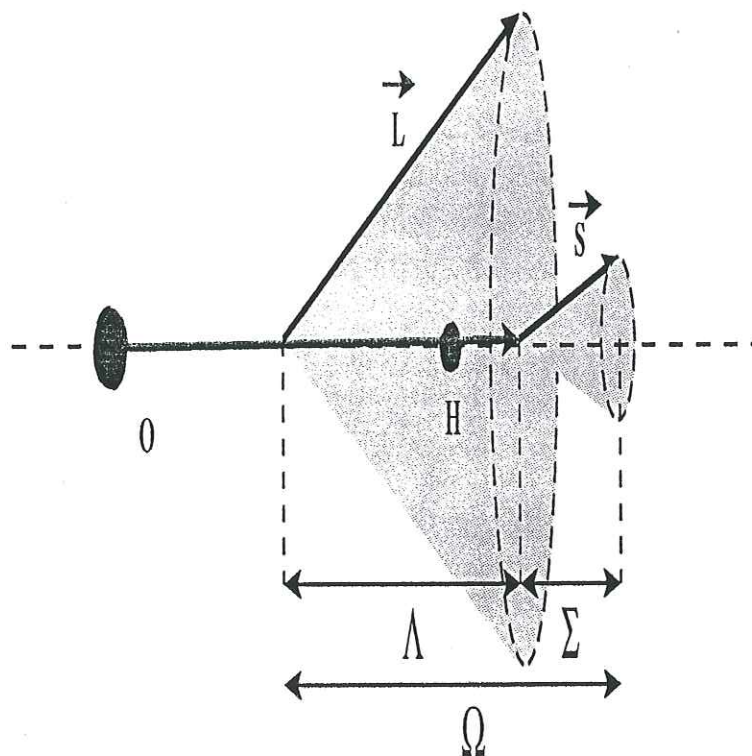


Figure 1: *Moment angulaire Orbital.*

Dans une molécule diatomique, l'axe internucléaire est l'unique axe de symétrie, ce qui a pour conséquence que seule la projection de  $L$  (le moment angulaire orbital électronique) selon cet axe sera une constante du mouvement. C'est le champ électromagnétique créé par les deux noyaux



qui entraîne  $\vec{L}$  dans un mouvement de précession selon la direction du champ. Sa projection sur l'axe internucléaire ( $M_l \hbar$ ) donne lieu à  $L+1$  valeurs propres différentes car il existe une dégénérescence entre les valeurs  $M_l$  et  $-M_l$  correspondant au couplage parallèle ou antiparallèle de  $\vec{L}$  avec l'axe internucléaire. Bien que le signe de  $M_l$  change, le niveau d'énergie reste identique. En notation internationale on a  $\Lambda = |M_l|$  qui apparaît alors comme la composante du moment angulaire orbital électronique selon l'axe de symétrie. Cette dégénérescence pourra être levée par une rotation rapide de  $\vec{L}$ . Pour OH,  $M_l = 1$ , ce qui, avec la convention de notation utilisée par les spectroscopistes, se note comme un état  $\Pi$ .

Pour les cas où  $\Lambda \neq 0$ , il existe un champ magnétique interne aligné avec l'axe internucléaire, créé par le mouvement de rotation des électrons. Le spin  $S$  effectue alors un mouvement de précession selon cette direction et sa projection sur l'axe internucléaire sera égale à  $M_s \hbar$ .  $M_s$  peut prendre toutes les valeurs entre  $-S, -S+1, \dots, S-1, S$  soit  $2S+1$  valeurs différentes. Généralement, on pose ces valeurs égales à  $\Sigma$ .

On peut maintenant obtenir le moment angulaire orbital total qui est la somme des deux contributions précédemment décrites. On le note  $\Omega$  avec  $\Omega = |\Lambda + \Sigma|$ . Ce qui dans le cas de OH où  $\Lambda = 1$  et  $\Sigma = \pm \frac{1}{2}$  entraîne  $\Omega = \frac{1}{2}$  ou  $\frac{3}{2}$ . On retrouve ces indications dans la notation couramment utilisée:  $^2\Pi_{\frac{1}{2}}$  et  $^2\Pi_{\frac{3}{2}}$ , le  $(^2)$  rappelant la multiplicité des états, soit  $2S+1$ .

Jusqu'à maintenant, on a supposé que la molécule était immobile dans l'espace. Si on prend en compte les mouvements de rotation et de vibration, on se retrouve dans les cas étudiés par Hund. Les situations les plus importantes pour la suite de notre étude sont les cas a) et b) de Hund. La limite de ces deux cas est relative au couplage de  $J$  (le moment angulaire total en excluant le spin des noyaux) avec l'axe internucléaire. Si ce couplage est fort, alors  $\Omega$  est bien défini et l'on se retrouve dans le cas a) de Hund. Si au contraire le vecteur  $\vec{S}$  est peu couplé avec l'axe internucléaire alors  $\vec{J}$  est aussi découplé de cet axe et  $\Omega$  et  $\Sigma$  ne sont plus de bons nombres quantiques (voir schéma 1).

Pour OH on se trouve dans une configuration intermédiaire entre ces deux cas extrêmes. Mais, généralement, dans le milieu interstellaire où l'on s'intéresse à des niveaux de rotation peu élevés,  $J$  reste faible, et l'on peut considérer que le radical est dans le cas a) de Hund. Dans la suite de ce chapitre, je considérerai donc OH dans cet état.

Intéressons-nous à l'Hamiltonien décrivant le couplage spin-orbite et la rotation nucléaire traduite par le moment angulaire de rotation des noyaux  $\vec{R}$ :

$$\mathcal{H} = AL.S + BR^2$$

où  $B$  est la constante de rotation ( $B = \frac{\hbar^2}{8\pi^2 I}$ ,  $I$  étant le moment d'inertie de OH) et  $A$  la constante du couplage spin-orbite (encore appelée constante de structure fine). Puisque



$J=R+L+S$ , on obtient :

$$\begin{aligned}\mathcal{H} &= AL.S + B(J - L - S)^2 \\ &= A\Lambda.\Sigma\end{aligned}\tag{1}$$

$$+B(J(J+1) + S(S+1) - 2\Omega\Sigma - \Lambda^2)\tag{2}$$

$$-2B(J_x.S_x + J_y.S_y)\tag{3}$$

$$+(A + 2B)(L_x.S_x + L_y.S_y)\tag{4}$$

$$-2B(J_x.L_x + J_y.L_y)\tag{5}$$

$$+B(L_x^2 + L_y^2)\tag{6}$$

( $L_z$ ,  $J_z$ ,  $S_z$  étant respectivement égaux à  $\Lambda$ ,  $\Omega$ ,  $\Sigma$ ). Le seul terme vraiment peu important est le terme (6) qui est constant pour un état électronique donné, et n'affecte pas l'espacement des niveaux rotationnels. Passons rapidement en revue la signification des différents autres termes obtenus. Le terme (1) est très important, c'est l'écartement entre les deux niveaux de structure fine ( $+\frac{1}{2} A$  pour  $^2\Pi_{\frac{3}{2}}$  et  $-\frac{1}{2} A$  pour  $^2\Pi_{\frac{1}{2}}$  soit une séparation de  $A$  entre les deux niveaux). Le terme (2) donne l'espacement entre les niveaux rotationnels. Dans un pur cas a) de Hund seuls ces deux premiers facteurs jouent un rôle. Le terme (3) est un terme de distorsion de rotation qui tend à mélanger les niveaux  $^2\Pi_{\frac{3}{2}}$  et  $^2\Pi_{\frac{1}{2}}$ . C'est ce facteur qui jouera pour amener la molécule dans le cas b) de Hund. Les termes restants (4) et (5) contiennent tous les deux les opérateurs  $L_x$  et  $L_y$  et mélangent les niveaux de  $\Lambda$  différents (avec le niveau  $^2\Sigma$  où  $\Lambda = 0$ ). Pour le niveau  $^2\Pi$ , ceci a pour effet de lever la dégénérescence donne lieu au 'A-doubling' qui dédouble les niveaux de rotation  $J$ , ce qui est une caractéristique des molécules légères comme CH ou OH possédant une grande valeur de constante rotationnelle et une faible valeur pour la constante de structure fine  $A$ . Pour OH, selon Radford (61), dans le niveau fondamental de vibration  $B_0 = \frac{h}{8\pi^2 I_c} = 18.52 \text{ cm}^{-1}$  et  $A = -139.7 \text{ cm}^{-1}$ . Ci-dessous (figure 2), nous donnons le diagramme des niveaux d'énergie les plus bas du radical OH.

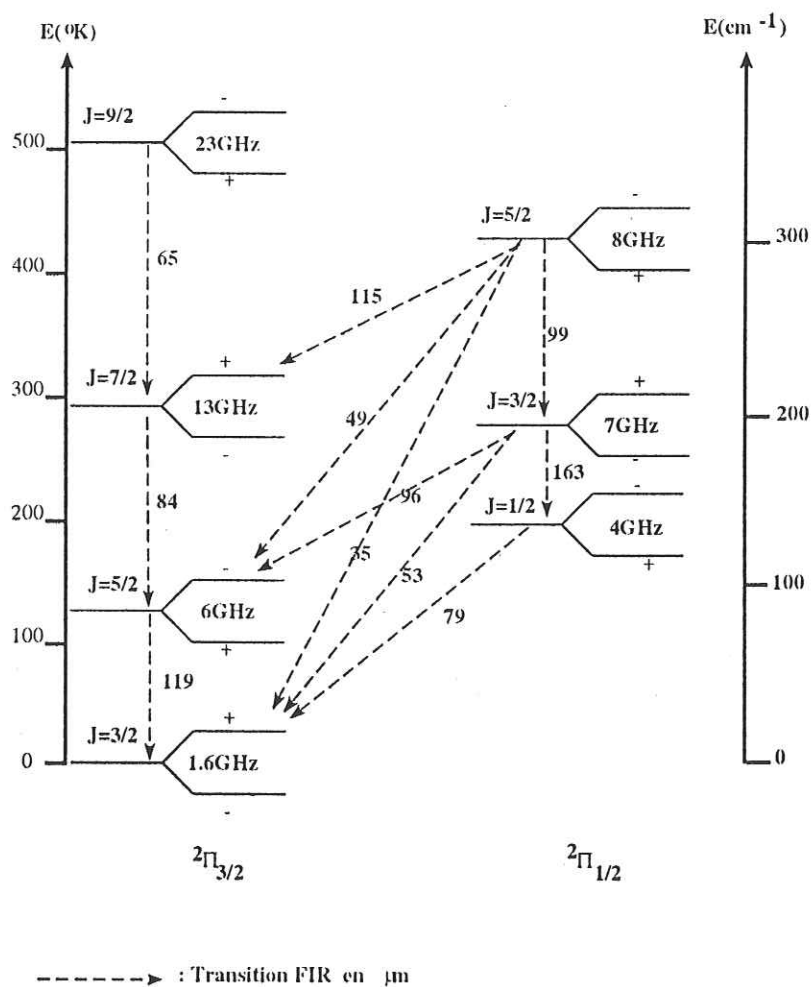


Figure 2: Diagramme des niveaux d'énergie de OH et des transitions IR.

Les niveaux rotationnels sont à leur tour dédoublés en deux niveaux hyperfins en raison de l'interaction du moment  $J$  avec le spin nucléaire de l'atome d'hydrogène de OH. Ces niveaux sont caractérisés par le nombre quantique  $F$  qui prend les valeurs  $J \pm \frac{1}{2}$ . Les règles de sélection supplémentaires à appliquer sont  $\Delta F = 0, \pm 1$ . La parité alternée des différents niveaux rotationnels a été fixée conventionnellement afin que le premier niveau de l'état fondamental soit un état impair (voir le schéma des niveaux d'énergie figure 2).

Les fréquences de transition entre les différents niveaux hyperfins sont données dans l'article de Destombes et al., (1977) où ont été recensées et comparées les fréquences observées et calculées. Dans le tableau ci-après j'ai reporté les fréquences des transitions des premiers niveaux excités. Les transitions de l'état fondamental ( $^2\Pi_{\frac{3}{2}}$ ) se situent autour de 1.6 GHz tandis que le premier état excité - centre d'intérêt de notre travail - se trouve autour de 6 GHz. On peut également remarquer au passage le renversement dans l'ordre des niveaux hyperfins qui apparaît pour  $J = \frac{7}{2}$ .

Table 1: Fréquences des transitions micro ondes des niveaux rotationnels les plus bas de OH.

$J$	$^2\Pi_{\frac{1}{2}}$			$^2\Pi_{\frac{3}{2}}$		
	$F_j \rightarrow F_i$	Fréquence MHz	Force de raie relative	$F_j \rightarrow F_i$	Fréquence MHz	Force de raie relative
$\frac{1}{2}$	$0^- \rightarrow 1^+$	4660.242	1			
	$1^- \rightarrow 1^+$	4750.656	2			
	$1^- \rightarrow 0^+$	4765.562	1			
$\frac{3}{2}$	$1^+ \rightarrow 2^-$	7749.927	1	$1^+ \rightarrow 2^-$	1612.231	1
	$1^+ \rightarrow 1^-$	7761.755	5	$1^+ \rightarrow 1^-$	1665.402	5
	$2^+ \rightarrow 2^-$	7820.137	9	$2^+ \rightarrow 2^-$	1667.359	9
	$2^+ \rightarrow 1^-$	7831.964	1	$2^+ \rightarrow 1^-$	1720.530	1
$\frac{5}{2}$	$2^- \rightarrow 3^+$	8118.069	1	$2^- \rightarrow 3^+$	6016.746	1
	$2^- \rightarrow 2^+$	8135.873	14	$2^- \rightarrow 2^+$	6030.747	14
	$3^- \rightarrow 3^+$	8189.595	20	$3^- \rightarrow 3^+$	6035.092	20
	$3^- \rightarrow 2^+$	8207.399	1	$3^- \rightarrow 2^+$	6049.084	1
$\frac{7}{2}$	$3^+ \rightarrow 4^-$	5449.446	1	$3^+ \rightarrow 3^-$	13433.982	1
	$3^+ \rightarrow 3^-$	5473.038	27	$3^+ \rightarrow 3^-$	13434.637	27
	$4^+ \rightarrow 4^-$	5523.443	35	$4^+ \rightarrow 4^-$	13441.417	35
	$4^+ \rightarrow 3^-$	5547.035	1	$4^+ \rightarrow 4^-$	13442.072	1

### 1.3 L'Effet Zeeman

La dégénérescence en  $2J+1$  des niveaux peut être levée par l'application d'un champ magnétique



externe, c'est l'effet Zeeman. Dans cette partie je vais m'intéresser plus spécialement à l'étude de cet effet d'un point de vue atomique, je reviendrais plus longuement sur son application en astrophysique dans le chapitre III. En présence du champ magnétique l'Hamiltonien Zeeman s'écrit :

$$\mathcal{H}_{Zeeman} = \mu_B H (g_l L + g_e S - g_I I - g_r^n R)$$

(où  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr). Le premier terme est dû à l'effet Zeeman orbital (avec  $g_l = 1$ ), le second provient de l'interaction Zeeman de spin (avec  $g_e = 2.00232$ ), le troisième terme constitue l'interaction Zeeman nucléaire (avec  $g_I = 3.042 \cdot 10^{-3} \mu_B$ ) et le dernier est l'effet Zeeman rotationnel dû au moment angulaire  $R$  du noyau (avec typiquement  $g_r^n = 5.42 \cdot 10^{-4} \mu_B$ ). D'après Radford (1961), dans le cas de OH (en champ faible) cet effet peut essentiellement être considéré comme linéaire, ce qui nous conduit à l'expression simplifiée suivante :

$$\mathcal{H}_{Zeeman} = \mu_B H (g_J^{op} J - g_I I)$$

avec

$$g_J^{op} = \frac{(g_l + g_r^n)(J_x L_x + J_y L_y + J_z L_z) + (g_l g_r^n)(J_x S_x + J_y S_y + J_z S_z) + g_r^n J^2}{J(J+1)}$$

On obtient ainsi les expressions de  $g_j$  pour les deux niveaux du doublet A pour un  $J$  donné :

$$g_j^+ = g_J^0 + (\delta g_j)_S + (\delta g_j)_R + (\delta g_j)_L^+$$

$$g_j^- = g_J^0 + (\delta g_j)_S + (\delta g_j)_R + (\delta g_j)_L^-$$

où les indices + et - se réfèrent aux composantes symétriques et antisymétriques (pour chacun des deux états électroniques  $^2\Pi_{\frac{3}{2}}$  et  $^2\Pi_{\frac{1}{2}}$ ). Ces coefficients ont été calculés par Radford mais aussi par Mitzushima et al, 1972. Les résultats sont en bon accord pour ces deux auteurs, comme on peut le constater dans le tableau (table ).

La première chose à noter est que la valeur de  $g_j$  n'est pas définie pour le niveau  $^2\Pi_{\frac{1}{2}}$  pour  $J = \frac{1}{2}$  (en fait Mitzushima donne une valeur de l'ordre de  $2.6 \cdot 10^{-3}$ ). Ceci est dû au fait que cet état est essentiellement non magnétique et l'on peut prendre avec une bonne précision  $g_j = 0$ . Dans le cas de OH, le mélange des niveaux rotationnels donne un léger moment magnétique et l'on constate que les valeurs sont très proches entre les états de symétrie différente. La variation entre  $g^+$  et  $g^-$  est de l'ordre de  $10^{-3}$ . En conséquence on pourra pour la suite considérer une valeur moyenne de  $g_j$  telle que :  $g_j = \frac{g^+ + g^-}{2}$ . Maintenant, on peut calculer l'influence de l'effet Zeeman sur les transitions hyperfines. Je ne vais considérer que le niveau qui va nous intéresser directement par la suite, mais la même démarche peut être adoptée pour n'importe quel niveau. Soit donc le niveau  $^2\Pi_{\frac{3}{2}}$  pour  $J = \frac{5}{2}$ . L'énergie Zeeman est donnée par :

$$E_{Zeeman} = B \mu_B g_F m_F$$

avec  $g_F$  le facteur de Landé qui est égal à

$$g_F = g_J \left[ \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \right]$$

la valeur de  $g_J$  sera prise égale à 0.485<sup>1</sup>.  $F$  peut prendre ici les valeurs 2 ou 3 ce qui donne pour  $g_F$  les valeurs :  $g_F = \frac{7}{6}g_J$  (pour  $F = 2, J = \frac{5}{2}, I = \frac{1}{2}$ ) et  $g_F = \frac{5}{6}g_J$  (pour  $F = 3, J = \frac{5}{2}, I = \frac{1}{2}$ ). Voir la représentation schématique de la levée de la dégénérescence des niveaux d'énergie ci-dessous (figure 3):

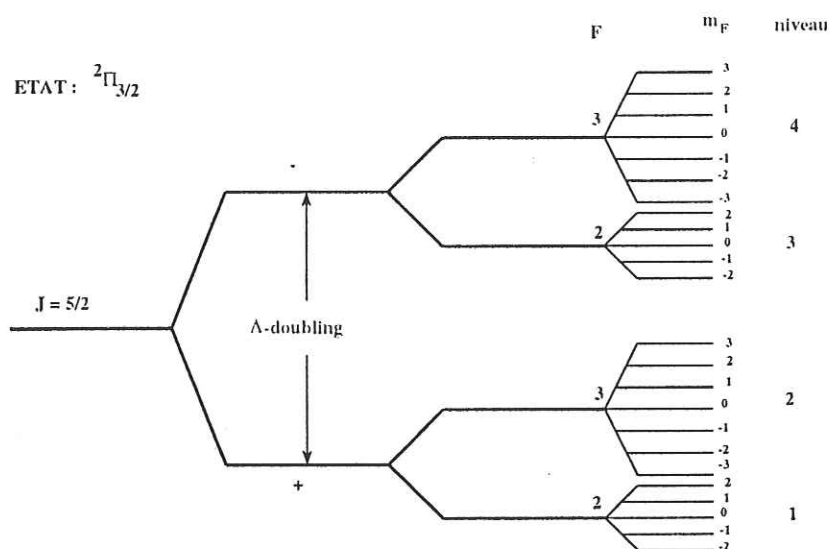


Figure 3: Levée de dégénérescence.

On peut constater que sous l'influence de l'effet Zeeman la dégénérescence des niveaux hyperfins est levée. Posons  $\alpha = \mu_B g_J$ , nous obtenons le tableau suivant pour les différents sous-niveaux hyperfins pour un champ unité et pour le niveau  $J = \frac{5}{2}$  (table 4):

$$E_{zeeman} = \alpha m_F \left[ \frac{F(F+1) + 8}{2F(F+1)} \right] \quad (7)$$

<sup>1</sup>cette valeur est la moyenne des valeurs des niveaux  $g^+$  et  $g^-$  donnée par Radford (voir tableau 7.1). Les calculs de Mitzushima donnent une valeur moyenne de 0.486



Table 2: Valeur des  $g_J$ 

J	Radford				Mitzushima			
	$^2\Pi_{\frac{1}{2}}$		$^2\Pi_{\frac{3}{2}}$		$^2\Pi_{\frac{1}{2}}$		$^2\Pi_{\frac{3}{2}}$	
	$g^+$	$g^-$	$g^+$	$g^-$	$g^+$	$g^-$	$g^+$	$g^-$
1/2					.00253	.00106		
3/2	-.13344	-.13443	.93493	.93622	-.13273	-.13222	.93625	.93515
5/2	-.14092	-.14134	.48435	.48623	-.14048	-.13914	.48693	.48521
7/2			.32454	.32668	-.13360	-.13173	.32765	.32551
9/2					-.12367	-.12144	.24844	.24599
11/2					-.11366	-.11116	.20111	.19844
13/2					-.10446	-.10177	.16952	.16668
15/2					-.09630	-.09347	.14687	.14391

Table 3: Séparation en énergie des sous-niveaux hyperfins de l'état  ${}^2\Pi_{\frac{3}{2}}, J = \frac{5}{2}$ 

Niveau	F	$m_F$	$\Delta E_{zeeman}$ ( $\mu_B g_F m_F$ )
4	3	0	0
		$\pm 1$	$\pm \frac{5}{6}\alpha$
		$\pm 2$	$\pm \frac{5}{3}\alpha$
		$\pm 3$	$\pm \frac{5}{2}\alpha$
3	2	0	0
		$\pm 1$	$\pm \frac{7}{6}\alpha$
		$\pm 2$	$\pm \frac{7}{3}\alpha$
2	3	0	0
		$\pm 1$	$\pm \frac{5}{6}\alpha$
		$\pm 2$	$\pm \frac{5}{3}\alpha$
		$\pm 3$	$\pm \frac{5}{2}\alpha$
1	2	0	0
		$\pm 1$	$\pm \frac{7}{6}\alpha$
		$\pm 2$	$\pm \frac{7}{3}\alpha$

Si l'on applique maintenant la règle de sélection ( $\delta m_F = 0, \pm 1$ ), on obtient les différentes transitions suivantes (table ??):

Table 4: Transition entre les sous-niveaux hyperfins

Transition ${}^2\Pi_{\frac{3}{2}}, J = \frac{5}{2}$	Fréquence	$\delta m_F$	$\delta\omega/\alpha$ ( <sup>2</sup> )
4 $\rightarrow$ 2	6035.093	0	0
		+1	$-\frac{5}{6}$
		-1	$+\frac{5}{6}$
3 $\rightarrow$ 1	6030.747	0	0
		+1	$-\frac{7}{6}$
		-1	$+\frac{7}{6}$
4 $\rightarrow$ 1	6049.084	0	0
		+1	$-\frac{1}{6}, -\frac{3}{6}, -\frac{5}{6}, -\frac{7}{6}, -\frac{9}{6}$
		-1	$+\frac{1}{6}, +\frac{3}{6}, +\frac{5}{6}, +\frac{7}{6}, +\frac{9}{6}$
3 $\rightarrow$ 2	6016.746	0	0
		+1	$-\frac{1}{6}, -\frac{3}{6}, -\frac{5}{6}, -\frac{7}{6}, -\frac{9}{6}$
		-1	$+\frac{1}{6}, +\frac{3}{6}, +\frac{5}{6}, +\frac{7}{6}, +\frac{9}{6}$

(2)

On voit que pour les deux transitions  $\delta F = 0$  et  $\delta m_F = \pm 1$ , toutes les transitions sont déplacées de la même valeur en énergie (d'une quantité  $\frac{5}{6}\alpha$  pour la transition à 6035 MHz et  $\frac{7}{6}\alpha$  pour la transition à 6030 MHz). Ces deux transitions sont généralement appelées 'raies

principales' car leur intensité de raie à l'ETL est beaucoup plus forte que celle des deux autres transitions qui sont nommées 'raies satellites'. Pour le niveau  $J = \frac{5}{2}$  (qui nous intéresse ici) les rapports des raies hyperfines sont par ordre de fréquence croissante: 1 - 14 - 20 - 1. Tandis que la force relative des raies Zeeman magnétiques est pour les transitions à 6030 et 6035 MHz,  $\frac{1}{2}$  et  $\frac{1}{2}$  (c.f. Townes et Schawlow, p256).

Pour un champ magnétique aligné avec la ligne de visée de l'observateur, par convention, on considère que :

$\delta m_F = +1$  : Transition  $\sigma^+$ , Polarisation Gauche (énergie  $> 0$ )

$\delta m_F = -1$  : Transition  $\sigma^-$ , Polarisation Droite (énergie  $< 0$ )

$\delta m_F = 0$  : Transition  $\pi$ , Polarisation Linéaire (énergie  $= 0$ )

C'est la convention IEEE, qui exprimée différemment, indique que, si la fréquence de la composante Zeeman polarisée à droite est supérieure à la fréquence de la composante Zeeman polarisée à gauche, alors le champ magnétique est négatif et pointé vers l'observateur (figure 4).

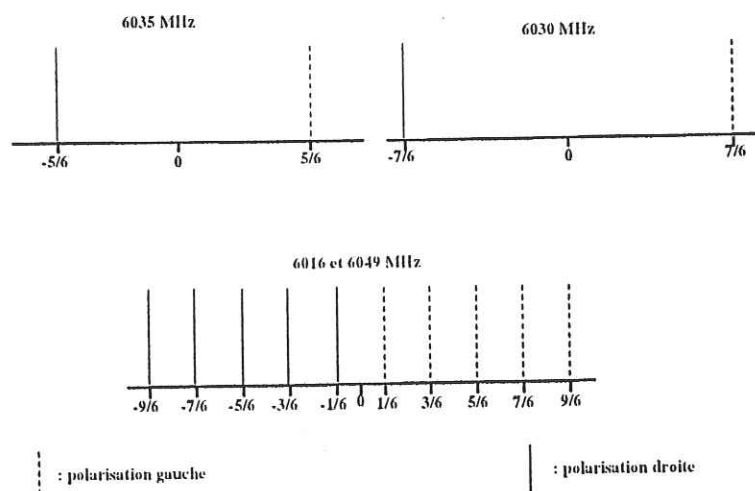


Figure 4: Schéma de l'effet Zeeman.

### 1.3.1 Calcul de la sensibilité des transitions principales au champ magnétique

Considérons un champ de 1 Gauss (abrégié G). Nous avons pour une transition donnée une



séparation entre les raies de polarisation opposée égale à :

$$\delta\nu = \left[ \frac{\mu_B}{h} g_F \right] * 2$$

Ainsi nous obtenons pour la transition à 6035 MHz une séparation en fréquence égale à 1.1314 MHz et pour la transition à 6030 MHz une séparation de 1.5839 MHz (toujours pour 1G). Typiquement dans le cadre de notre étude nous allons rencontrer des champs magnétiques de l'ordre du milliGauss, ce qui devra se traduire par un écartement des deux composantes Zeeman de :

$$\begin{aligned} \text{pour la transition à 6035 MHz : } \delta\nu_{6035} &= 1.1 \text{ kHz/mGauss} \\ \text{à 6030 MHz : } \delta\nu_{6030} &= 1.6 \text{ kHz/mGauss} \end{aligned}$$

## 1.4 Conclusion

En résumé on peut dire que la transition à 6035 MHz sera légèrement moins sensible à l'influence d'un champ magnétique externe, mais c'est aussi la transition la plus intense dans le MIS comme au laboratoire. On peut également comparer la différence en fréquence de l'effet Zeeman avec l'agitation thermique. En effet il faut que l'effet Zeeman soit supérieur ou du même ordre que l'élargissement thermique ( $\delta\nu_{thermique} = 2\frac{\nu}{c}\sqrt{\frac{kT}{m}}$  avec k la constante de Boltzmann égale à  $1.38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$  et  $m_{OH} = 2.8 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$  ce qui donne  $\nu$  en Hz) pour ne pas être noyé dans l'agitation thermique. Dans le cas des régions qui nous intéressent, cette condition est remplie puisque typiquement la température mesurée dans W3(OH) est entre 100 et 150 K, ce qui devrait produire un élargissement thermique de l'ordre de 10 kHz, mais il faut aussi prendre en compte l'effet maser qui tend à amincir les raies. Donc en fin de compte, l'effet Zeeman d'un champ de quelques milliGauss à une dizaine de milliGauss (soit un déplacement de  $\sim 1$  à  $\sim 10$  kHz) sera mesurable.

## Chapitre 2

# Les MASERS cosmiques

En 1968, une expérience de VLBI menée par Moran et al, entre les Etats-Unis et la Suède, a permis de montrer que l'émission due au radical OH dans la région de W3(OH) provenait d'une zone extrêmement petite de l'ordre de 0,005" d'arc soit l'équivalent de quelques unités astronomiques. Révélant ainsi des températures de brillance considérables de l'ordre de  $10^{12}\text{K}$  et donc très supérieures à la température cinétique attendue dans les zones d'émission. Il ne pouvait donc s'agir d'un rayonnement de nature thermique. Par ailleurs, à de telles températures, aucune molécule ne saurait subsister et il ne pourrait y avoir que des atomes ionisés alors qu'il s'agit bien de la signature de OH qui est observée. De plus, si des régions étaient portées à de si hautes températures, elles devraient être accompagnées d'une émission lumineuse extrêmement puissante, de plusieurs fois supérieure à celle des nébuleuses dans lesquelles elles sont cachées et cela sur une grande partie du spectre (du rayonnement radio jusqu'au rayonnement X).

Le seul mécanisme permettant de rendre compte d'un tel phénomène est l'amplification lumineuse : c'est le principe des lasers (acronyme de "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation" ou amplification de la lumière par émission stimulée de radiations). Transposé dans le domaine radio ce principe prend le nom de MASER, le "M" faisant référence à "Microwave" (micro-ondes) afin de souligner le domaine de fréquence du phénomène. Un MASER naturel se caractérise observationnellement par diverses propriétés:

- Ils ont une très grande température de brillance équivalente :  $T_B \gg \gg T_K$ .
- Les raies MASER sont polarisées.
- Le rapport des intensités des différentes raies MASER ne correspond pas à leur rapport à l'équilibre thermodynamique local (qui sera noté par la suite ETL).
- Les intensités des raies MASER sont variables dans le temps.



Dans le paragraphe suivant, je vais présenter les principaux aspects physiques des masers cosmiques qui me seront nécessaires par la suite. Pour une vision globale du sujet, on peut se reporter au livre de M. Elitzur (1992) ainsi qu'aux différents travaux référencés au cours de ce chapitre.

## 2.1 Modèle Physique

L'équation de transfert d'une onde au sein d'un milieu interstellaire est donnée par :

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -\kappa_\nu I_\nu + \epsilon_\nu \quad (8)$$

dans laquelle  $l$  est la distance parcourue par l'onde dans le milieu d'amplification,  $\kappa_\nu$  le coefficient d'absorption de ce même milieu,  $\epsilon_\nu$  l'émissivité propre du milieu amplificateur.  $I_\nu$  est l'intensité spécifique. Elle est égale à  $B_\nu(T_b)$  où  $T_b$  est la température du corps noir équivalent et  $B_\nu$  la fonction de Planck :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\exp \frac{h\nu}{kT} - 1} \quad (9)$$

(voir annexe sur le transfert radiatif). L'équation (8) peut se réécrire

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu \quad (10)$$

avec  $S_\nu = \frac{\epsilon_\nu}{\kappa_\nu}$  et  $d\tau_\nu = \kappa_\nu dl$ , où  $S_\nu$  est appelé la fonction source du milieu, elle représente la contribution additionnelle du milieu; où  $d\tau_\nu$  est l'élément de profondeur optique, il représente l'absorption de la radiation  $\nu$  par ce même milieu. Plaçons-nous dans le cas d'un système n'impliquant que deux niveaux; en notant 1 le niveau inférieur et 2 le niveau supérieur, on a:

$$E_{12} = N_2 A_{21} \frac{h\nu_{21}}{4\pi} \phi(\nu) \quad (11)$$

$A_{21}$  est le coefficient d'émission spontanée d'Einstein,  $h\nu_{21}$  l'énergie de transition entre les deux niveaux considérés et  $\phi(\nu)$  le profil normalisé de la raie. De la même façon nous pouvons exprimer  $\kappa_\nu$  comme :

$$\kappa_\nu = (N_1 B_{12} - N_2 B_{21}) \frac{h\nu_{21}}{c} \phi(\nu) \quad (12)$$

$N_1$  et  $N_2$  sont les densités de population respectives des niveaux 1 et 2,  $B_{ij}$  les coefficients d'Einstein d'émission induite. (On peut rappeler que les coefficients  $A_{21}$  et  $B_{21}$  sont liés par la relation  $A_{21} = B_{21} \frac{8h\nu^3}{\pi c^3}$  et de plus  $B_{12} = \frac{g_2}{g_1} B_{21}$ , les  $g_i$  étant les poids statistiques de chacun

<sup>1</sup>On peut noter que le rapport de l'émission induite sur l'émission spontanée varie comme l'inverse du cube de la fréquence ce qui représente une différence de rapport, de l'ordre de  $10^{18}$  pour une onde dans le domaine radio par rapport au domaine visible, ce qui tend à favoriser l'émission induite et donc les effets masers dans cette gamme de fréquence.



des deux niveaux).  $S_\nu$  peut alors s'écrire :

$$S_\nu = \frac{N_2 A_{21}}{(N_1 B_{12} - N_2 B_{21})} \quad (13)$$

Nous obtenons ainsi :

$$S_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\frac{n_1}{n_2} - 1} \quad (14)$$

où  $n_i = \frac{N_i}{g_i}$  est la population du niveau  $i$  par sous niveau magnétique.

La température pour laquelle les deux niveaux se retrouvent en équilibre (selon Boltzmann) se note  $T_{ex}$  et est donnée par l'équation :

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(\frac{-h\nu_{21}}{kT_{ex}}\right) \quad (15)$$

Comme pour  $T_B$ , on peut toujours utiliser  $T_{ex}$  même si la distribution des populations est loin de l'équilibre. Dans le cas d'un effet maser naturel  $T_{ex}$  devient négative. Dans le domaine radio, le rapport de  $\frac{h\nu}{k}$  est de l'ordre de 1 K (0.08 pour  $\text{OH}^2$ , 1.06 pour  $\text{H}_2\text{O}$ , 2.1 pour  $\text{SiO } J_{1-0}$ ). Donc à l'ETL,  $\frac{h\nu_{21}}{kT_{ex}}$  est très faible, l'absorption et l'émission se compensent. On peut en déduire que le transfert de rayonnement dans cette gamme de fréquence est très sensible aux faibles écarts de population des niveaux par rapport à l'ETL, nous allons voir maintenant ce qu'amène ce type de comportement.

Posons

$$S_\nu = B_\nu(T_{ex}) \quad (16)$$

d'où on obtient une nouvelle écriture de l'équation (10) du transfert radiatif :

$$\frac{dB_\nu}{d\tau_\nu} = B_\nu(T_{ex}) - B_\nu(T_b) \quad (17)$$

Comme la fonction de Planck est une fonction uniformément croissante, ceci implique que la température de brillance de la source ne peut être supérieure à la température d'excitation de la raie (nécessairement  $T_b < T_{ex}$ ) étant donné que l'on doit avoir  $\frac{dB_\nu}{d\tau_\nu} \geq 0$ . Ainsi la mesure de la température de brillance permet de donner une limite inférieure pour la température d'excitation. Dans l'approximation Rayleigh-Jeans, l'équation (17) devient

$$\frac{dT_b}{d\tau} = T_{ex} - T_b \quad (18)$$

Cette équation peut s'intégrer et donne comme solution

$$T_b = T_{ex}(1 - \exp(-\tau)) + cst \quad (19)$$

$$cst = T_{arrière-plan} \exp(-\tau) \quad (20)$$

$$\tau = \int \kappa dl = \frac{h\nu}{4\pi\Delta\nu} g_2 B_{21} (n_1 - n_2) l \quad (21)$$

<sup>2</sup>Pour les transitions du fondamental

La constante permet de prendre en compte l'influence d'une source placée en arrière-plan qui éclairerait la région observée. On voit immédiatement que, dans le cas optiquement épais (i.e.  $\tau \gg 1$ ):

- l'action de la source située en arrière-plan sera faible sur la mesure de la température de brillance de la source observée;
- la température de brillance devient pratiquement égale à la température d'excitation ( $T_b \sim T_{ex}$ ).

Les mesures de  $T_b$  donnent des valeurs de l'ordre de  $10^{12}$  pour le radical OH dans certaines sources (cela après que des mesures interférométrique aient pu donner une valeur supérieure pour la dimension des régions d'émission). Ce ne sont pas les mesures les plus élevées de températures d'excitation; celles obtenues sur les masers de la molécule d'eau ont donné des températures supérieures de trois ordres de grandeur environ. Bien entendu, de telles températures ne peuvent pas être associées à une émission due à l'agitation thermique. La mesure de la largeur des raies d'émission donne des valeurs de l'ordre du km/s, soit des températures d'agitation thermique voisines de 100 K, valeur beaucoup plus en accord avec les modèles et les mesures habituellement relevées dans le milieu interstellaire pour d'autres molécules.

Si l'on se place dans un cas d'inversion de population (c'est-à-dire très loin de l'ETL), on peut arriver à la situation où le niveau de plus haute énergie d'une transition donnée se retrouve plus peuplé que celui de basse énergie :  $n_2 > n_1$ ). La température d'excitation devient négative, donc la fonction de Planck qui lui est associée devient également négative ainsi que le coefficient d'absorption. L'équation (18) doit donc se réécrire :

$$\frac{dT_b}{d|\tau|} = T_b + |T_{ex}| \quad (22)$$

Le milieu émet plus de radiations qu'il n'en absorbe. La profondeur optique est alors rebaptisée "gain". Un gain de l'ordre de 20 conduit à des températures de brillance en excès d'un facteur  $10^8$ . En 1976, une intéressante expérience fut réalisée par Rieu et al. L'objectif de celle-ci consistait à déterminer la température d'excitation d'un nuage et sa profondeur optique par deux méthodes différentes, pour s'affranchir du lien entre ces deux grandeurs dans l'équation de transfert. Ils observèrent ainsi un nuage interstellaire se trouvant devant le quasar 3C123 qui joua le rôle de la source en arrière-plan. Ceci permit de déterminer la profondeur optique du nuage qu'ils utilisèrent pour calculer la température d'excitation à partir de sa température de brillance. Ils mirent ainsi en évidence un gain de l'ordre de  $\sim 0.1$  pour une température d'excitation de -10 K. La preuve était faite que l'on pouvait avoir des températures négatives au sein de certaines sources, ces températures devant être dues à une inversion de population des différents niveaux d'énergie.



## 2.2 L'inversion de population

Il est fascinant de constater que ce phénomène prévu par Einstein au début du siècle, si difficile à réaliser en laboratoire, se produit spontanément dans l'univers. En fait, les conditions expérimentales du laboratoire et des régions d'émission sont extrêmement différentes (densité, géométrie ...). Les densités accessibles en laboratoire sont beaucoup plus grandes et la région d'amplification est extrêmement réduite, ce qui nécessite de multiples passages dans le milieu tout en conservant la cohérence de l'onde (voir paragraphe 2.5).

Dans ce qui suit, je vais considérer un maser linéaire (ou cylindrique); par ailleurs il peut exister des géométries sphériques ou encore filamenteuses (cf Goldreich et Keeley 1972, et Elitzur 1991). Prenons le maser le plus simple possible et considérons uniquement deux niveaux.

Figure 5: Schéma des niveaux d'énergie d'un maser à deux niveaux

Ecrivons les populations de chacun des niveaux:

$$dn_1/dt = +n_2 A_{12} + (n_2 - n_1) B_{12} J + P_1 (N - n_1 - n_2) - \gamma_1 n_1 \quad (23)$$

$$dn_2/dt = -n_2 A_{12} - (n_2 - n_1) B_{12} J + P_2 (N - n_1 - n_2) - \gamma_2 n_2 \quad (24)$$

$P_i$  est le taux pompage du niveau  $i$  en prenant en compte tous les niveaux autres que les deux niveaux considérés (que ce soit un processus radiatif, collisionnel, chimique ou autre);  $\gamma$  est le taux de transition vers tous les autres niveaux que ceux considérés dans notre cas d'école;  $J$  est le nombre de photons par unité de volume et par seconde, soit  $J = \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\nu d\omega$  ce qui, en présence d'un flux pris uniforme, est égale à  $J = \omega I / 4\pi$  avec  $\omega$  l'angle solide. La résolution des équations (24) et (25) à l'état d'équilibre (soit  $dn_i/dt = 0$ ) va nous permettre d'obtenir les valeurs de  $n_1$  et  $n_2$ . Or dans l'équation du transfert radiatif le coefficient d'absorption  $\kappa_\nu$  est fonction de  $\nu$  et des populations, et  $J_\nu$  et  $\eta_\nu$  (le coefficient d'émissivité) sont fonction de  $\nu$  et  $n_j$ . Il existe différentes méthodes pour tenter de résoudre ces deux équations couplées. Si l'on se place dans l'hypothèse d'un grand gradient de vitesse (hypothèse LVG), les équations se découplent (cf Castor 1970). Dans les cas les plus simples, on peut alors toujours écrire:

$$I(l) = I_0 \exp(-\kappa l) + \eta_0 / \kappa_0 (1 - \exp(-\kappa_0 l)) \quad (25)$$

Typiquement on a  $\tau_{\nu_0} = \kappa_0 / \alpha \delta n / \nu_D$ . (On peut se reporter également à Kylafis et al. 1991 pour une formalisation complète ou à Goldreich et Keeley 1972 et Elitzur 1990a et 1991, qui apportent une solution analytique dans le cas d'un milieu statique). L'intensité du maser ne



peut croître de façon exponentielle indéfiniment. Lorsque le taux d'émission de photon devient comparable au taux de pompage, alors la population des niveaux 1 et 2 est affectée. Tous les photons pompés génèrent un photon maser et l'action du maser tend à réduire l'inversion de population. La profondeur optique est modifiée (elle va tendre vers 0) et l'intensité devient linéaire. On dit alors que le maser est 'saturé'. On a alors  $\gamma \approx 2BJ$ . Dans le cas non-saturé  $\gamma \gg 2BJ$ , l'amplification croît exponentiellement avec la longueur de parcours au sein du milieu d'amplification. Ainsi pour le cas d'un maser cylindrique, on trouve que le gain croît comme le cube de la longueur (cf Elitzur 1992b).

### 2.3 Géométrie et taille

Classiquement on envisage deux géométries différentes, l'une cylindrique et l'autre sphérique. Un exemple de maser cylindrique (voir l'article de Goldreich et al., 1972) est représenté figure (6) :

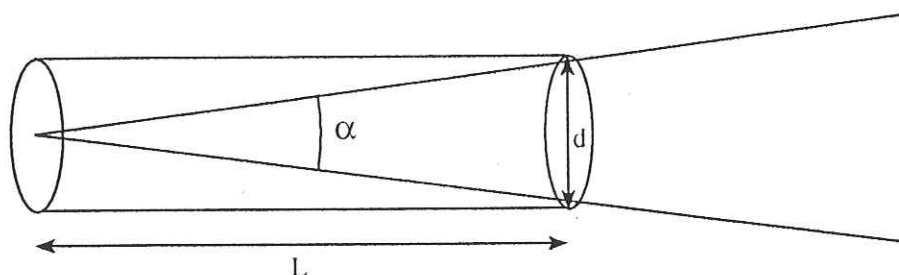


Figure 6: Maser cylindrique

On a l'angle de rayonnement à la sortie du maser  $\omega \sim \left(\frac{d}{L}\right)^2$ . Si l'observateur est dans la direction de cet angle d'ouverture, il captera l'émission maser et il pourra en déterminer la taille apparente; par contre si l'observateur ne se trouve pas dans la bonne direction, il ne détectera rien, contrairement à un maser sphérique.

En effet, un maser sphérique émet dans toutes les directions. Mais parce que le domaine optique est beaucoup plus mince sur les bords de la cavité qu'au centre, les gains seront différents. L'observateur déterminera une taille qui sera inférieure à la taille réelle.

### 2.4 Les différents modèles

De nombreux auteurs se sont attachés à construire des modèles permettant de rendre compte des masers OH dans les régions III. Le premier modèle réalisé est celui décrit par Litvak, (1968).

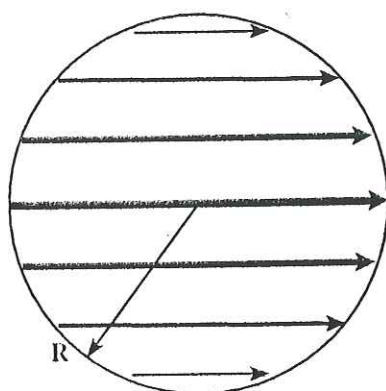


Figure 7: Maser sphérique

Il est basé sur les collisions inélastiques de OH avec  $H_2$  et prend en compte le rayonnement infrarouge et infrarouge lointain. Plusieurs auteurs développèrent des modèles sur les mêmes bases (Burdyuzha et al, (1973), Lucas (1980) ou Guilleaume et al., (1981), les derniers tenant compte des recouvrements de raie (phénomènes qui avaient déjà été prévus par Litvak, (cf Litvak, 196X). Mais tous les modèles développés avant l'article de Alexander et al., (1984), ne sont pas réalistes car ils n'avaient pas à leur disposition des coefficients de collision corrects (ceci dû à une mauvaise identification des parités des niveaux). Il faut attendre 1987 et l'article de Dewangan et al., pour enfin commencer à avoir des coefficients de collision acceptables. L'idée qui se développe est que le pompage par collision est plus efficace pour l'inversion des niveaux  $2\Pi_{1/2}$ , tandis que le pompage par l'infrarouge lointain inverse les niveaux  $2\Pi_{3/2}$ . Les observations montrent que dans l'état  $2\Pi_{1/2}$ ,  $J=1/2$  est fortement inversé, ce qui peut bien s'expliquer par le rôle des collisions (voir le modèle de Kylafis et al., (1987) mais aussi Kylafis et Norman (1990)). Mais les états au-dessus de  $J=1/2$  ne sont pas 'maserés' ce qui prouve que le rayonnement infrarouge est important et masque l'effet sélectif des collisions. Il faut donc tenir compte de la combinaison des deux types de pompage mais le rayonnement infrarouge lointain est bien le facteur dominant. Pour l'état  $\Pi_{3/2}$ , l'anti-inversion due aux collisions est contrée par le rayonnement infrarouge lointain qui réussit à inverser plusieurs niveaux rotationnels ( $J=3/2$ ,  $5/2$  et  $7/2$ ). Des modèles incluant toutes ces nouvelles bases se développèrent (voir Cesaroni et al. (1991) et Gray et al. (1991, 1992)). En y incluant évidemment bien sûr, les effets de recouvrement de raie qui sont essentiels pour la modélisation du niveau fondamental à 18cm. Le modèle de Cesaroni semble permettre de rendre compte d'une manière satisfaisante des observations maser de l'état fondamental dans la source W3OH (mais pas pour le premier état excité). Avec l'article de



Offer et al (1994) des taux de collisions (n'ayant rien à voir avec ceux de par le passé) ont pu être déterminés en considérant pour la première fois des effets différents dus à l'ortho et para  $H_2$  et en tenant compte correctement de la parité suite à l'article de Alexander et al (1984). Le modèle le plus récent est celui réalisé par Pavlakis et Kylafis (1996) qui inclue toutes les dernières valeurs déterminées pour les taux de collisions, les recouvrements de raie locaux et non locaux ainsi que les vingt huit premiers niveaux rotationnels hyperfins (soit jusqu'à l'état  $2\Pi_{3/2}, J = \frac{9}{2}$ ). Leur modèle prend en compte le rapport ortho-para des molécules de  $H_2$  pour les collisions. Malheureusement il ne modélise bien que les deux premiers niveaux rotationnels (le fondamental et le niveau  $2\Pi_{1/2}, J = \frac{1}{2}$ ); en effet la modélisation du niveau  $2\Pi_{3/2}, J = \frac{5}{2}$  immédiatement supérieur, dépend du niveau  $2\Pi_{1/2}, J = \frac{7}{2}$  pour lequel les taux de collisions n'ont pas encore été mesurés. Aussi, bien que biaisé par les problèmes de coefficients de collisions, il est tout de même très intéressant d'étudier et de comparer les modèles existants qui tentent de prévoir le comportement de l'état  $2\Pi_{3/2}, J = \frac{5}{2}$ . Il en existe essentiellement trois qui permettent d'atteindre cet état d'excitation, le modèle de Guilloteau et al., (1985), celui de Cesaroni et al (1991) et celui de Gray et al (1992). Tous ces modèles permettent facilement d'inverser la raie à 6035 MHz mais si pour le modèle de Cesaroni le domaine de validité est compris entre  $10^6$  et  $4.10^7 cm^{-3}$ , pour Gray et al., la condition sur la densité impose que  $n(H_2)$  soit supérieur à  $2.10^7 cm^{-3}$ . Ensuite, mis à part celui de Gray, les deux autres modèles ne parviennent pas à inverser la raie à 6030 MHz (ou bien sur des domaines extrêmement restreints qui, de plus, semblent à la limite des conditions généralement admises pour ce type de région (densité faible de l'ordre de  $10^6$  à  $10^7 cm^{-3}$ ). Le modèle de Cesaroni et al. prédit également une forte inversion de la transition satellite à 6049 MHz or (voir les résultats de notre relevé avec Effelsberg) ceci n'est pas ce qui est observé (voir les résultats de notre relevé avec Effelsberg). Le modèle de Gray qui ne donne aucune précision sur les transitions satellites de notre état, apporte des contraintes intéressantes. Ainsi selon celui-ci, l'amplification des deux transitions principales maintient l'inversion à 6030 MHz inférieure à celle de 6035 MHz (ce qui aux vues des résultats de notre relevé, est généralement constaté: sur les vingt six sources détectées aucune ne viole cette règle). De plus, il prévoit que pour un gradient de vitesse (existence d'un flot) la transition à 6035 MHz faiblisse et même disparaisse.

## 2.5 Différences avec le laboratoire

Bien que de principe parfaitement similaire, les masers cosmiques sont extrêmement différents de ceux réalisés en laboratoire. Tout d'abord ils sont dissemblables de part leur taille. En laboratoire, les cavités d'amplification sont de l'ordre du mètre tandis que leurs équivalents cosmiques sont de l'ordre de  $10^{12} m$ . Il découle plusieurs différences de cet écart de taille. Dans



le premier cas, l'amplification va se développer lors d'un très grand nombre de passages dans le milieu amplificateur, alors que dans le second cas, il n'existe qu'un seul passage. Ainsi les masers de laboratoire vont être très monochromatiques et monomodes (en général), tandis que les masers cosmiques ont un élargissement inhomogène des raies. Il en résulte que la résolution de l'équation de transfert radiatif suffit pour décrire les maser cosmiques tandis que pour ceux du laboratoire, il faut tenir compte de la matrice de densité. Aussi les masers cosmiques ne sont pas cohérents (ils n'ont pas de cohérence spatiale car il n'existe pas le rôle de sélection joué par une cavité) et émettent sur une large bande un rayonnement de type plutôt gaussien. En laboratoire, les masers sont cohérents (cet effet est dû à la très grande sélection de modes réalisée au cours de l'amplification) et émettent par impulsions; du fait également de cette sélection, ces masers fonctionnent sur des bandes très étroites. De plus les densités des milieux d'amplification n'ont rien de commun entre elles; pour un maser cosmique les densités sont de l'ordre de  $n(\text{H}_2) \sim 10^7$  à  $10^{-8} \text{cm}^{-3}$  alors que dans le cas d'un laser de laboratoire les densités sont élevées de l'ordre de  $10^{-9}$  <sup>(3)</sup>, afin de pouvoir obtenir un gain suffisant pour l'amplification. On peut aussi noter que la définition de la saturation entre ces deux types de masers est différente. Dans le cas des masers cosmiques, comme je l'ai expliqué précédemment, au fur et à mesure que l'émission s'intensifie, l'effet maser contrecarre l'inversion de population et au-delà d'un certain seuil, cet effet va tendre à anti-inverser la répartition des populations, la solution du transfert radiatif devient linéaire et l'on parle alors de maser saturé. L'une des principales conséquences est qu'ils deviennent alors lentement variables dans le temps (généralement on considère que tous les masers cosmiques sont saturés). Tandis que les masers de laboratoire sont définis comme saturés quand leur intensité d'émission ne varie plus: ils ont atteint leur maximum d'intensité, bien que l'efficacité du pompage ne soit pas à son maximum (on atteint en fait la limite du nombre de photons disponibles pour le pompage). Dans ce cas-ci la solution de l'équation de l'intensité est toujours exponentielle.

---

<sup>3</sup>avec des pompes moléculaires on atteint des vides de l'ordre de l'ordre de  $10^{-10}$  atm soit des densités de  $10^{-9}$  particules/cm<sup>3</sup> mais le gain n'est alors plus suffisant.



## Chapitre 3

# Les régions HII et le champ Magnétique

### 3.1 Les régions HII

Une fois formées les étoiles de type O ou B, elles émettent la plus grande partie de leur rayonnement dans l'Ultra Violet (UV), ionisent leur milieu ambiant et donnent naissance à ce que l'on appelle des régions HII (le II signifiant que l'atome d'hydrogène est ionisé une fois). Ces étoiles, de très forte masse, ont une action non négligeable sur leur environnement et le modifie grandement ; elles procurent une énergie mécanique sous forme d'un vent, une énergie calorifique par leur forte densité de rayonnement, et une énergie chimique en modifiant les conditions de réaction dans leur voisinage (favorisation de certaines réactions et modification des concentrations des divers éléments par évaporation des grains). A l'autre bout de la séquence d'évolution, ces étoiles se transforment en supernovae, générant alors des ondes de choc très violentes (d'où des fluctuations extrêmes de densité), des rayons cosmiques qui sont en fait des atomes légers ou des particules accélérées. Ces différentes manifestations ont pour effet de détruire les grains et d'accélérer le gaz environnant. De plus elles rejettent des métaux<sup>1</sup> lourds qui enrichissent le milieu interstellaire et qui seront réutilisés par les générations d'étoiles suivantes (modifiant ainsi leurs caractéristiques et leur schéma d'évolution). Ainsi, l'on peut dire que les étoiles O ou B et les stades plus tardifs d'évolution de ces étoiles, jouent un rôle crucial à leur niveau local mais également sur l'évolution de la Galaxie. Au sein des régions HII, on trouve parfois dans des zones "isolées" de la Galaxie, des régions baptisées régions HII Ultra Compactes (UC HII) qui sont des lieux de formation d'étoiles extrêmement récentes avec des dimensions typiques inférieures à  $10^{17}$  cm, pour des densités électroniques  $n_e \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$  et des

---

<sup>1</sup>En astrophysique, on appelle métaux tout les atomes plus complexes que l'hélium.



mesures d'émission<sup>2</sup>  $\geq 10^7 \text{ pc cm}^{-6}$ .

Dans la seconde partie de ce chapitre je m'intéresserai au champ magnétique, aux différents moyens que nous connaissons pour le mesurer et plus particulièrement je décrirai la méthode que nous avons utilisée. Une meilleure connaissance du magnétisme dans ces régions est en effet très certainement une des clefs essentielles pour une compréhension plus globale des premières étapes de la vie d'une étoile. Car bien qu'il paraisse à peu près sûr que le champ magnétique joue un rôle à ce stade de l'évolution son influence est encore mal comprise. A un stade encore plus primitif de l'évolution que celui de la formation des étoiles, on ne connaît pas bien également le rôle réel du champ magnétique.

### 3.1.1 Les régions HII

La première description des régions HII remonte à 1939 par Strömgren (1939). En résolvant les équations de transfert pour l'hydrogène et en prenant en compte l'équilibre entre l'ionisation et la recombinaison, il montra qu'autour des étoiles de type O devaient exister des régions complètement ionisées. Il décrivit ces régions comme ayant des températures extrêmement élevées, comme le confirma Spitzer en 1950 en observant des températures de l'ordre de  $10^4 \text{ K}$ . Cette description connut de nombreuses évolutions au cours des cinquante dernières années, avec entre autre l'introduction des fronts d'onde d'ionisation et la prise en compte du rôle joué par les ondes de choc sur le confinement de ces régions mais celle-ci, à grande échelle, resta identique. Une étoile très chaude (de type O ou B) ionise son milieu ambiant neutre : c'est la phase de formation, puis vient une phase d'expansion de la zone d'ionisation jusqu'à ce que la densité du rayonnement de l'étoile faiblisse, ce qui amorce alors la phase de recombinaison.

- L'étape de formation : Au cours de cette phase un front d'ionisation va se créer à la surface de l'étoile sous l'influence de son intense rayonnement et va commencer à se propager en balayant toute la région à une vitesse supersonique jusqu'à atteindre une sphère de rayon défini par :

$$R_s = \left[ \frac{3Su(0)}{4\pi n_H^2 \alpha^{(2)}} \right] \quad (26)$$

C'est le rayon de Strömgren où  $Su(0)$  est le nombre de photons par unité de temps et  $\alpha^{(2)}$  sont les recombinaisons sur le niveau 2 ou supérieur. Lorsque le front atteint la limite de cette sphère, sa vitesse devient subsonique jusqu'à générer une onde de choc.

- La phase d'expansion : la sphère de gaz ionisé va poursuivre sa dilatation accompagnée d'une onde de choc suivie par le front d'ionisation. Ils sont séparés par une fine coquille de

---

<sup>2</sup>les mesures d'émission sont définies comme  $\int_0^L n_e^2 dl$

gaz neutre choqué. L'expansion continue soit jusqu'à atteindre un état d'équilibre entre la pression d'ionisation et la pression du gaz neutre environnant. On atteint alors une sphère de rayon de l'ordre de cinq fois le rayon de Strömgen. Soit jusqu'au moment où le flux de l'étoile a commencé à diminuer (ce qui signifie que l'étoile a quitté sa séquence principale).

- La recombinaison : l'étude des raies interdites montre qu'elles se dés excitent plus rapidement que celles de l'hydrogène ou de l'hélium et doivent donc être une composante importante des spectres. Tandis que le front d'ionisation régresse, l'onde de choc poursuit sa progression.

Les paramètres typiques de ces régions sont des dimensions supérieures à  $10^{18}$  cm avec des densités  $n_e \leq 10^4 \text{ cm}^{-3}$  (les mesures d'émission<sup>3</sup> ont des valeurs  $EM \leq 10^6 \text{ pc.cm}^{-6}$ ). Mais au sein de ces zones, Mezger (1967) découvrit l'existence de corps compacts qui furent appelés 'régions HII compactes' (voir la revue de Habing et Israël, (1979), et Dreher et Welch (1981) trouvèrent des sites encore plus compacts qui furent appelées 'régions HII ultra compactes' couramment abrégées par UC HII. Ces régions sont comprises comme des sites de formation extrêmement récents d'étoiles. Ce sont plus spécialement ces types de régions qui nous intéressent car leur forte densité permet le développement de phénomènes maser. Les caractéristiques typiques de ces zones ultra-compactes sont des tailles inférieures à  $\leq 10^{17}$  cm et des densités de l'ordre de  $n_e \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Les mesures d'émission donnent des valeurs  $EM \geq 10^7 \text{ pc.cm}^{-6}$ . Une caractéristique essentielle des régions HII classiques est le rayonnement de Bremstrahlung ou rayonnement free-free. Le spectre de densité de flux en fonction de la fréquence montre qu'en général les régions HII sont optiquement épaisses jusqu'à des fréquences  $\nu \leq 8 - 15 \text{ GHz}$ . Cette grande opacité empêche toute tentative d'étude observationnelle directe des étoiles enfouies dans ces régions. Les seules radiations pouvant s'en échapper sont les photons produits par les électrons du gaz ionisé et les photons radio conduisant à des effets maser. Aussi l'étude de ceux-ci peut permettre d'obtenir des renseignements sur les conditions internes.

### 3.1.2 Aspects morphologiques des UC HII

Les premiers travaux de détermination d'une classification des différentes géométries rencontrées remontent au début des années 1980. Il sembla alors y avoir une nette dominance des structures en forme de coquilles suivies par des géométries composées d'un coeur et d'un halo et des configurations de forme cométaire (voir Benson (1984), Turner (1984), Felli (1984), Reid (1985), Garay (1986)). En fait toutes ces études étaient basées sur des échantillons comportant un

<sup>3</sup> $EM = \int_0^L n_e^2 dl$  ce qui permet de calculer la fréquence  $F_c \sim 0.081 EM^{0.36}$  car d'après les travaux de Shaver (1980)  $F_c$  est la fréquence pour laquelle la température calculée dans les conditions de l'ETL donne une valeur moyenne de la température du nuage en permettant de s'affranchir de la géométrie ou de la densité.



faible nombre de sources (une dizaine à chaque fois). Le premier relevé à grande échelle fut conduit par Wood et Churchwell (1989). Les sources furent sélectionnées sur un critère basé sur leur flux dans l'infra rouge à 12, 25 et 60 microns<sup>4</sup> sélectionnant ainsi 75 sources. Les résultats obtenus furent surprenants car complètement différents de la vision qui prévalait jusque-là. En fait, seules 4 % des régions étaient de forme coquille, 16% étaient composées d'un noyau et d'un halo, 17% étaient irrégulières et 20% avaient une forme cométaire, les 43% restantes sont non résolues ou de forme sphérique, c'est-à-dire de type gaussien. Par la suite les sources classées dans cette dernière catégorie et qui furent réobservées et résolues vinrent se ranger dans l'une des autres catégories (voir la figure 8 extraite de Churchwell et al., (1990), représentant les différents types d'UC HII).

Cette répartition fut confirmée par une autre étude à grand échelle menée par Kurtz et al., (1990), utilisant les mêmes critères de sélection plus un troisième ( $F_{100} \geq 1000 Jy$ ). Bien que l'on ne puisse pas vraiment l'expliquer, on peut noter le faible nombre de types différents. Van Burren et al. (1990) et Mac Low et al. (1991) suggérèrent que ceci était dû à l'influence des vents stellaires sur les arcs de choc mais ce modèle n'est pas pleinement satisfaisant. Plus récemment Hollenback et al. (1993) proposèrent un modèle de formation basé sur la photoévaporation du disque d'accrétion. Dans les régions HII classiques la taille est proportionnelle à l'âge tandis que la densité diminue. Pour les régions compactes et ultra-compactes ceci n'est pas vrai. Van Burren (1990) développa un modèle prédisant un confinement du gaz ionisé par la pression de ram comme l'étoile se déplace au sein de son nuage. En fait la taille est dominée par l'équilibre entre la pression de ram et les vents stellaires.

---

<sup>4</sup>  $\frac{F_{60}}{F_{12}} \geq 1.3$  et  $\frac{F_{25}}{F_{12}} \geq 0.57$



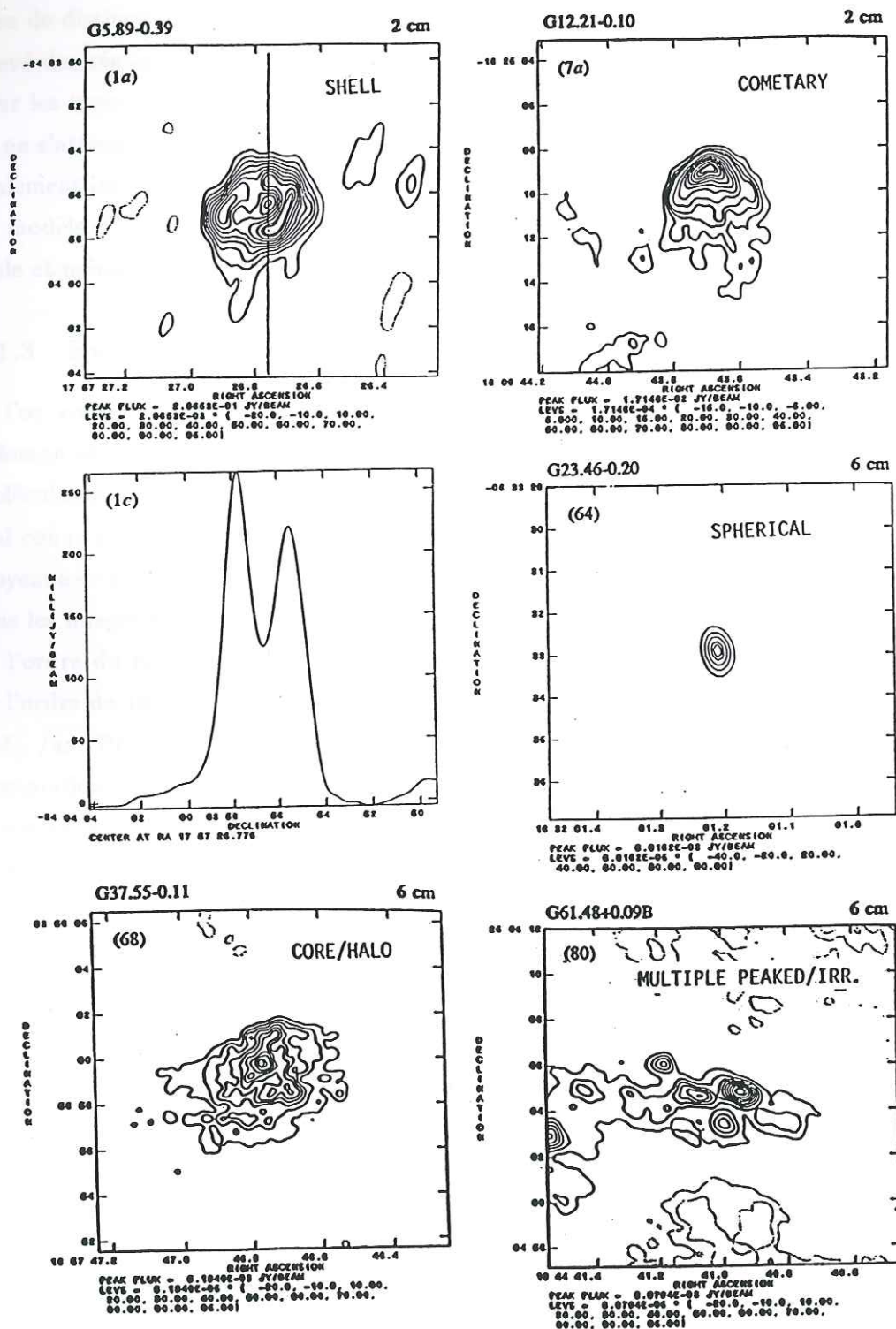


Figure 8: Représentation des différents types des UC HII (Churchwell et al., (1990))

Garray trouva une corrélation directe entre la densité et la taille des régions HII sans devoir faire de distinction entre les différents types, ce qui fut également observé par Kurtz dans son relevé des régions UC HII mais seulement pour les types non résolu ou sphérique. Par contre, pour les types noyau et halo ou cométaire, comme la taille est contrôlée par les arcs de chocs, on ne s'attend pas à trouver de corrélation et expérimentalement c'est ce que l'on observe. Il est également intéressant de rappeler les résultats de Dyson et al., (1995 et 1996), qui en utilisant un modèle d'arc de choc, est capable d'expliquer les différentes morphologies comme étant une seule et même structure dont il fait varier l'angle d'observation.

### 3.1.3 Évolution

Si l'on considère la masse totale estimée des nuages moléculaires, supérieure à  $1.10^9 M_{\odot}$  (voir Solomon et Sanders (1980)), prenons donc  $10^{10} M_{\odot}$  comme masse totale de tous les nuages moléculaires de notre Galaxie (composée en fait de nuage dont le spectre de masse est assez mal connu et varie selon les régions), en choisissant  $n(H_2) \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$  comme étant la densité moyenne de tous ces nuages on obtient un temps de chute libre<sup>5</sup> de l'ordre de 20 000 ans. Donc si tous les nuages s'effondraient, le taux de formation d'étoiles global moyen correspondant serait de l'ordre du rapport de la masse totale des nuages sur le temps de chute libre soit un taux de l'ordre de  $10^5 M_{\odot} / \text{an}$ . Or observationnellement on mesure un taux de formation de plutôt  $3 M_{\odot} / \text{an}$ . Plusieurs hypothèses peuvent être avancées. En premier lieu, on pourrait penser que l'estimation de la masse des nuages est trop forte mais en fait on s'attend plutôt à ce que se soit le contraire. Deuxième hypothèse, on peut envisager qu'au sein des nuages la formation puisse se bloquer après avoir formé quelques étoiles mais l'observation de régions telles que Ophioidus (voir Ho) montre que plus de 40% de ce nuage est en phase de formation stellaire. Si on admet que l'on n'est pas dans une période "creuse", la seule solution qui reste est une augmentation du temps de stabilité des régions compactes, il faut donc imaginer des mécanismes qui permettent de ralentir la vitesse d'effondrement. L'une des explications possibles pour soutenir ces régions HII est suggérée par leurs propriétés morphologiques. La structure cométaire, la plus souvent rencontrée, est expliquée à l'aide d'arcs de choc dûs au mouvement de l'étoile au sein de son nuage. Or ces arcs de choc seraient parfaitement capables de s'opposer à l'effondrement du nuage. Outre une action directe sur l'expansion de la région, les ondes de choc excitent les molécules (voir Walmsley (1986)) ce qui permet de protéger le reste du nuage des vents stellaires et des radiations d'ionisation émises par l'étoile. Une vitesse de l'étoile de quelques kilomètres par seconde est suffisante pour créer ces ondes de choc ( $v_{\text{son}} \sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$  dans les nuages). Ceci permet de gagner un facteur 100 sur la durée de vie de cette phase, soit  $10^5$  ans, ce qui est

<sup>5</sup> $T_{\text{chutelibre}} = \left( \frac{3\pi}{32G\rho} \right)^{0.5} = 1.4 \cdot 10^5 \left[ \frac{2n(H_2)}{10^5 \text{ cm}^{-3}} \right]^{0.5}$



### 3.1. LES RÉGIONS HII

suffisant pour mieux expliquer le taux de formation observé. De plus les autres morphologies ont pu être reproduites par Low et al. (1990), à l'aide d'un modèle basé sur les arcs de choc. En faisant varier des paramètres comme l'angle de vision, la densité ou la profondeur optique, il a pu reproduire les différentes configurations observées. Ceci permet donc de généraliser les arcs de chocs à tous les types de régions UC HII. Van Buren (1990) a développé un modèle analytique d'onde de choc supportée par les vents stellaires. Afin de vérifier la valeur de son modèle, il a donné quatre paramètres observables dont un basé sur les mouvements propres des masers OH. Étant données les valeurs élevées de densité qui sont nécessaires à l'excitation maser,  $\sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$ , ceux-ci sont localisés très près du front d'ionisation, ce qui veut dire qu'en les suivant (observation répétée dans le temps), on trace l'évolution du front d'ionisation. Les trois autres observables sont le mouvement propre de l'étoile, la structure fine infra rouge du fer VIII et l'observation des raies infra rouge des molécules d'hydrogène et d'oxygène. Un autre indicateur de la longue durée de vie de ces régions nous vient directement des masers. En effet pour qu'ils puissent se développer et persister, il leur faut des conditions physiques de température et de densité bien précises. Or vu le grand nombre de masers observés, ces conditions doivent nécessairement être réalisées durant une période suffisamment longue.

Le type spectral de ces étoiles enfouies dans les régions HII n'est pas facile à déterminer (incertitude sur la structure des atmosphères des étoiles de type O, effet parasite des étoiles proches dans le nuage à cause de la résolution limitée des observations infra rouge, enfin le rôle joué par les grains est encore mal connu). Il existe tout de même certains paramètres communs à ces régions. En premier lieu elles possèdent un pic d'intensité d'émission près de  $100 \mu\text{m}$ . Ce pic est de l'ordre de 3 à 4 ordres de grandeur supérieur à l'émission free-free à cette fréquence. Mais il faut faire attention car toutes les radio sources compactes ne sont pas forcément des régions ultra compactes. On peut trouver des étoiles, des globules neutres. De plus les UC HII sont plutôt situées au sein des régions HII (Churchwell et al, (1987)) plutôt que sur les bords (Beichman et al, (1979)). La forte émission infra rouge est produite par le cocon de poussières mais la structure proprement dite de la région n'a pas d'influence sur la forme du spectre. Les photons sont absorbés et réémis un grand nombre de fois avant de pouvoir s'échapper. A chaque fois la longueur d'onde réémise est supérieure à la longueur d'onde du photon absorbé. Ceci permet de faire évoluer les photons UV aux photons infra rouge lointain qui sont alors moins absorbés, et donc ils peuvent s'échapper plus facilement.

#### 3.1.4 Distributions Spatiale :

Georgelin et Georgelin (1975) étudièrent la distribution à grande échelle des régions HII dans notre Galaxie. Ils prouvèrent ainsi que les régions HII pouvaient être de très bons traceurs



pour les bras spiraux de notre Galaxie. Ces zones donnent des informations complémentaires sur les autres traceurs de la Galaxie (relevés en HI et en CO) donnant les accumulations de gaz neutre de la Galaxie souvent difficile à interpréter en termes de bras spiraux. Il demeure néanmoins le problème de la détermination de leur distance qui est fréquemment déterminée cinématiquement (d'où les ambiguïtés de distance dans les premier et troisième quadrant Galactique). Ils sélectionnèrent leur échantillon à partir de critères basés sur l'émission infrarouge ( $F_{25}/F_{12} \geq 0.57$  et  $F_{60}/F_{12} \geq 1.30$ ). Ils montrèrent ainsi que 90% de leur échantillon se trouvait dans  $1^\circ$  autour du plan Galactique. De plus quand leurs observations ont pu être confrontées avec les résultats des observations en CO (Dame et al., (1987)) une distribution identique en CO et en région HII a pu être montrée (même zone de concentration et même région de 'vide'). En comparant la position des UC HII avec les cartes de raies moléculaires ou du continuum sub-millimétrique, elles sont situées préférentiellement près du centre des régions HII. (Tout comme les protoétoiles d'après les travaux de Beichman (1979)). Leur distributions dans le plan Galactique se confond avec la distribution des nuages moléculaires chaud (voir Solomon et al., (1989)).

### 3.2 Le champ magnétique dans les régions HII et dans la galaxie

Comme cela a été brièvement abordé dans la première partie de ce chapitre, le champ magnétique joue un rôle crucial dans la dynamique et l'évolution des zones de formation d'étoiles. On suspecte qu'il ralentit l'effondrement gravitationnel ou, comme tendraient à le montrer les observations réalisées par Strom et al (1986), qu'il a une influence notable sur les flots d'éjection de matière; d'après les travaux de Strom et al, plus de 70% des sources de leur échantillon présentent un flot aligné avec les lignes de champ magnétique local à moins de  $30^\circ$ . De plus les effets de freinage magnétique permettent d'expliquer le transfert du moment angulaire (grâce à l'existence de pont magnétique reliant deux nuages, on peut facilement transférer le moment angulaire d'un nuage à l'autre, les lignes de champs étant piégées dans la matière, la torsion des lignes de champ dans un nuage va se transmettre au second). La signature observationnelle la plus générale du champ magnétique est l'émission d'un rayonnement polarisé. Il existe un certain nombre de méthodes pour la mesurer et par chance, elles sont souvent complémentaires. Chaque méthode étant plus particulièrement judicieuse en fonction :

- du plan dans lequel on veut le mesurer : dans le plan du ciel ou bien selon la direction de la ligne de visée;

- de l'intensité du champ dans la région étudiée, ce qui va entre autre dépendre de la densité locale et amener des opacités plus ou moins importantes;
- de la résolution souhaitée.

Je vais m'attacher à rappeler brièvement ces diverses méthodes mais je vais surtout essayer de m'intéresser principalement aux mesures basées sur l'effet Zeeman.

### 3.2.1 Les diverses méthodes

La première preuve d'un champ magnétique Galactique nous vient des observations en optique de la polarisation linéaire de la lumière par les grains. Les grains s'alignent préférentiellement selon les lignes de champ et l'absorption des sources en arrière plan laisse apparaître un effet de polarisation de la lumière. On peut classer les méthodes observationnelles en deux types : celles qui permettent de mesurer le champ parallèle à la ligne de visée, qui sera appelé  $B_{\parallel}$ , et celles qui permettent la mesure du champ dans le plan du ciel, qui sera noté  $B_{\perp}$ .

### 3.2.2 Mesure du champ dans le plan du ciel

#### Polarisation par les grains

Les observations dans le domaine optique montrent que la lumière des étoiles est systématiquement polarisée avec un degré d'autant plus fort que l'absorption devient grande. En présence d'un champ magnétique, les grains ont tendance à s'aligner selon les lignes de champ. En absorbant les radiations d'arrière plan, ils génèrent une polarisation linéaire<sup>6</sup> pour la lumière. Une radiation les traversant voit alors son champ électrique s'aligner selon une direction privilégiée ce qui polarise la radiation linéaire orthogonalement au champ magnétique (voir Kylafis et al., (1983) et Hildebrand, (1988)). On mesure donc ainsi l'influence de  $B_{\perp}$ . L'apparition d'une polarisation circulaire est également possible à partir de l'influence des grains (voir Martin, 1972 et 1976). Uniquement à partir de leurs propriétés. Ce sont alors des effets de biréfringence qui jouent mais leur effet reste faible (cf Martin, (1972)).

#### Polarisation par l'effet synchrotron

L'émission synchrotron est produite par l'accélération de particules relativistes au sein d'un champ magnétique et ces particules vont précesser autour de la direction du champ. Ceci va donner naissance à des ondes polarisées linéairement dans le plan et orthogonalement au champ  $\vec{H}$ .

<sup>6</sup>Ceci est dû à l'alignement préférentiel de l'axe principal des grains sur la direction du champ magnétique, ils acquièrent donc une orientation privilégiée.



### 3.2.3 Mesure du champ selon la ligne de visée

#### La rotation Faraday et les mesures de dispersion

La mesure de rotation (notée RM) du plan de polarisation linéaire par effet Faraday conduit à la relation suivante:

$$RM(\text{rad m}^{-2}) = 0.81 \int_0^l n_e H_{\parallel} dl \quad (27)$$

où  $n_e$  est la densité électronique en  $\text{cm}^{-3}$ ,  $H_{\parallel}$  en  $\mu\text{G}$  et  $l$  la distance parcourue par le rayonnement dans le milieu sous l'influence du champ (en pc). Cet effet est dû à ce que sous l'influence d'un champ magnétique les électrons sont en rotation autour de la direction du champ, leur sens de rotation dépendant uniquement de l'orientation de  $\vec{H}$ . Ceci va modifier l'indice de réfraction et donc la vitesse de phase du rayonnement selon le sens de la polarisation circulaire. On a alors création d'une polarisation linéaire résultante selon un angle bien défini. Cette polarisation est donc, entre autre, fonction de la longueur d'onde, ce qui nous conduit à:

$$\phi_{\text{faraday}}(\text{rad}) = RM \lambda^2 \quad (28)$$

où  $\phi_{\text{faraday}}$  est l'angle de position de la polarisation linéaire résultante. Donc en mesurant cet effet à différentes longueurs d'onde, on peut en déduire la valeur de  $B_{\parallel}$ . Le problème avec cette méthode est que cet effet joue sur toute la ligne de visée et qu'il n'existe aucun moyen de séparer a priori la contribution de la zone étudiée du reste. Donc ce que l'on observe est la contribution moyenne du champ magnétique entre la source et l'observateur. De plus, si l'on ne dispose pas de mesures de dispersion (noté DM) basées sur l'observation des Pulsars (où  $DM = \int_0^l n_e dl$ ), il reste une ambiguïté sur la valeur de la densité électronique et par voie de conséquence sur l'intensité de  $H_{\parallel}$ . Enfin la valeur du champ magnétique ne peut être déduite qu'en supposant l'équipartition d'énergie entre le champ magnétique et la densité des rayons cosmiques. On obtient alors:

$$\frac{H^2}{8\pi} = a \int_{E_1}^{E_2} EN(E) dE \quad (29)$$

où  $E_1$  et  $E_2$  sont les limites inférieure et supérieure du spectre d'énergie, 'a' est le rapport de l'énergie totale rapportée à l'énergie électronique et  $H$  est le champ en Gauss. Il semble tout de même que cette méthode donne de bons résultats en accord avec les valeurs trouvées par d'autres méthodes.

#### L'effet Zeeman

L'effet Zeeman est un effet mesurable aussi bien dans le domaine optique que dans le domaine radio. Cet effet provient du couplage d'un atome ou d'une molécule possédant un moment magnétique avec le champ magnétique local. Ceci provoque alors la levée de la dégénérescence



du moment angulaire et des niveaux d'énergie associés, ce qui dans le plus simple des cas se traduit par une séparation d'une raie initialement simple en un triplet composé d'une composante  $\pi$  et de deux composantes  $\sigma$ . La composante  $\pi$  donne naissance à un rayonnement polarisé linéairement (voir Bruhat et Kastler "optique"). C'est la composante non changée en fréquence. Les composantes  $\sigma$  donnent naissance chacune à un rayonnement polarisé circulairement, et de sens opposé. La différence des fréquences est donnée par :

$$\Delta\nu_{zeeman} = \frac{g\mu_0}{h} H \quad (30)$$

où  $g$  est le facteur de Landé,  $\mu_0$  le magnéton de Bohr,  $h$  la constante de Planck. Dans le tableau (5) on peut trouver quelques valeurs de séparation Zeeman de diverses espèces (tableau extrait de Heiles et al., (1991)), le paramètre 'b' de la colonne (c) est la sensibilité Zeeman de l'atome ou de la molécule, au champ magnétique, c'est le facteur  $\frac{g\mu_0}{h}$  de l'équation (30), pour le radical OH se reporter également au premier chapitre. Pour des molécules telles que la molécule d'eau, le moment magnétique résultant est celui du noyau, ce qui entraîne dans la formule (30) l'utilisation du magnéton nucléaire qui est 1836 fois plus petit que le magnéton de Bohr (rapport de la masse du proton sur la masse de l'électron). Ainsi on constate qu'il y a trois ordres de grandeur entre la sensibilité Zeeman du radical OH et celle de la molécule d'eau (avec respectivement  $b_{OH} \sim 1 \text{ MHz.G}^{-1}$  et  $b_{H_2O} \sim 10^{-3} \text{ MHz.G}^{-1}$ ).

On peut donc accéder directement à la norme du champ magnétique sur la ligne de visée mais également à son sens. Selon la convention IEEE la polarisation circulaire droite se propage dans le sens des aiguilles d'une montre en s'éloignant de l'observateur. Autrement dit si la fréquence de la composante droite est supérieure à la fréquence de la composante gauche alors le champ pointe vers l'observateur et il est considéré comme négatif. Les mesures basées sur l'effet Zeeman sont relativement difficiles à réaliser car en règle générale le déplacement Zeeman reste petit devant l'élargissement thermique dû à l'effet Doppler. Le nombre de molécules permettant de telles mesures se restreint principalement à deux espèces : l'hydrogène atomique neutre HI et le radical OH. Avec une sensibilité de 2.8 kHz par mGauss l'hydrogène HI est bien adapté en principe pour mesurer des champs supérieurs à  $10^{-2}$  mGauss. HI trace les régions de faible densité et le bord des nuages froids. Cependant les raies HI sont naturellement larges, et la séparation entre les deux sens de polarisation est trop faible pour être directement mesurable. On mesure alors la différence des deux polarisations. Les premières mesures basées sur HI en absorption furent réalisées par Verschuur en 1969. Depuis on a aussi réussi à observer des raies HI en émission avec une plus haute résolution angulaire. Il est en effet très important d'observer cet effet avec une très haute résolution angulaire. On peut très bien imaginer que les conditions particulières de la région observée ne permettent localement qu'à une seule composante circulaire d'être émise (voir le graphique 9).

Candidates for Zeeman Observations

		$\nu$ [GHz] (a)	(b)	$b$ [Hz $\mu\text{G}^{-1}$ ] (c) $= \frac{\Delta\nu}{B} \mu\text{G}^{-1}$	$n$ [cm $^{-3}$ ] (d)	$\Delta\nu$ [km s $^{-1}$ ] (e)	$B$ [ $\mu\text{G}$ ] (f)	$ V_{\text{max}} /T_A$ (g)
Atomic Transitions:								
HI	$^2\text{S}_{1/2}, F=1-0$	1.420	1, 1	2.80	$1 \times 10^2$	2.0	10	$2 \times 10^{-3}$
HI	recombination lines <sup>a</sup>	1-400	16, 17	2.80	$10^2-10^7$	2.0	100?	$\lesssim 5 \times 10^{-3}$
Molecular Transitions, Splitting Determined by Electronic Magnetic Moment:								
CH	$^2\Pi_{3/2}, J=3/2, F=2-2$	0.7017	2, 12	1.96	$1 \times 10^6$	2.0	1020	$3 \times 10^{-1}$
CH	$^2\Pi_{3/2}, J=3/2, F=1-1$	0.7248	2, 12	3.27	$1 \times 10^6$	2.0	1020	$5 \times 10^{-1}$
OH	$^2\Pi_{3/2}, J=3/2, F=1-2$	1.612	3, 3	1.31	$5 \times 10^3$	1.0	36	$6 \times 10^{-3}$
OH	$^2\Pi_{3/2}, J=3/2, F=1-1$	1.665	3, 3	3.27	$5 \times 10^3$	1.0	36	$2 \times 10^{-2}$
OH	$^2\Pi_{3/2}, J=3/2, F=2-2$	1.667	3, 2	1.96	$5 \times 10^3$	1.0	36	$9 \times 10^{-3}$
OH	$^2\Pi_{3/2}, J=5/2, F=2-1$	1.720	3, 3	1.31	$5 \times 10^3$	1.0	36	$6 \times 10^{-3}$
OH	$^2\Pi_{3/2}, J=5/2, F=2-3$	6.016	3, 3	0.68	$5 \times 10^3$	1.0	36	$9 \times 10^{-4} (p)$
OH	$^2\Pi_{3/2}, J=5/2, F=2-2$	6.031	3, 3	1.58	$5 \times 10^3$	1.0	36	$2 \times 10^{-3} (p)$
OH	$^2\Pi_{3/2}, J=5/2, F=3-3$	6.035	3, 3	1.13	$5 \times 10^3$	1.0	36	$1 \times 10^{-3} (p)$
OH	$^2\Pi_{3/2}, J=5/2, F=3-2$	6.049	3, 3	0.68	$5 \times 10^3$	1.0	36	$9 \times 10^{-4} (p)$
C <sub>4</sub> H	$N=1-0, J=3/2-1/2, F=2-1$	9.4976	4, 13	1.40	$3 \times 10^4$	0.5	44	$3 \times 10^{-3}$
C <sub>4</sub> H	$N=2-1, J=5/2-3/2, F=2-1$	19.0147	4, 13	1.30	$3 \times 10^4$	0.5	44	$1 \times 10^{-3}$
C <sub>4</sub> H	$N=2-1, J=5/2-3/2, F=3-2$	19.0151	4, 13	0.93	$3 \times 10^4$	0.5	44	$9 \times 10^{-4}$
C <sub>2</sub> S	$J_N = 1_0-0_1$	11.12	5, 14	0.84 <sup>(r)</sup>	$1 \times 10^5$	0.5	81	$3 \times 10^{-3}$
SO	$J_N = 2_2-1_1$	86.094	6, 6	0.47 <sup>(m)</sup>	$5 \times 10^4$	1.0	114	$1 \times 10^{-4}$
Molecular Transitions, Splitting Determined by Nuclear Magnetic Moment:								
O <sub>2</sub>	$N=1, J=1-0$ (above atmosphere)	56.264	7, 8	2.80	$5 \times 10^4$	0.5	57	$1 \times 10^{-3} (q)$
O <sub>2</sub>	$N=1, J=2-1$ (above atmosphere)	118.75	7, 8	2.80	$5 \times 10^4$	0.5	57	$6 \times 10^{-4} (q)$
CN	$N=1-0, J=3/2-1/2, F=3/2-1/2$	113.49	8, 8	2.20	$1 \times 10^4$	1.0	51	$2 \times 10^{-4}$
CN	$N=2-1, J=3/2, F=3/2-5/2$	226.33	8, 8	2.60	$1 \times 10^4$	1.0	51	$1 \times 10^{-4}$
C <sub>2</sub> H	$N=1-0, J=3/2-1/2, F=2-1$	87.317	9, 13	1.40	$1 \times 10^5$	2.0	323	$6 \times 10^{-4}$
Molecular Transitions, Splitting Determined by Nuclear Magnetic Moment:								
OH	$^2\Pi_{1/2}, J=1/2, F=0-1$	4.66	3, 3	$\sim 0.001$	$1 \times 10^7$	2.0	$3 \times 10^3$	$7 \times 10^{-5}$
OH	$^2\Pi_{1/2}, J=1/2, F=1-1$	4.751	3, 3	$\sim 0.001$	$1 \times 10^7$	2.0	$3 \times 10^3$	$7 \times 10^{-5}$
OH	$^2\Pi_{1/2}, J=1/2, F=1-0$	4.766	3, 3	$\sim 0.001$	$1 \times 10^7$	2.0	$3 \times 10^3$	$7 \times 10^{-5}$
H <sub>2</sub> O	Hyperfines of ( $6_{16}-5_{23}$ )	22.235	10, 10	0.0029	$1 \times 10^9$	2.0	$3 \times 10^4$	$5 \times 10^{-4}$
NH <sub>3</sub>	Inversion transitions, e.g. JK=33 <sup>n</sup>	$\sim 78$	11, 15	0.00072	$1 \times 10^7$	2.0	$3 \times 10^3$	$3 \times 10^{-6}$

References: 1. Kulkarni and Heiles 1988; 2. Ziurys and Turner 1985; 3. Davies 1974; 4. Gottlieb et al. 1983a; 5. Saito et al. 1987; 6. Clark and Johnson 1974; 7. Hill and Gordy 1954; 8. Bel and Leroy 1989; 9. Gottlieb et al. 1983b; 10. Fiebig and Güsten 1989; 11. Extrapolated from Poynter and Kakar 1975; 12. Assumed equal to OH values for same transition designation; 13. Estimated based on first-order calculation; 14. Güsten and Fiebig 1990; 15. Jen 1948; 16. Lilley and Palmer 1968; 17. Greve and Pauls 1980.

Notes: (a) approximate transition frequency; (b) references for columns (a) and (c); (c)  $b$ , the Zeeman splitting factor in Hz  $\mu\text{G}^{-1}$ ; (d) approximate highest density traced by this transition; in LTE for the species with splitting determined by an electronic magnetic moment, or maser emission for the species with splitting is determined by a nuclear magnetic moment; (e) typical observed line width of this transition for LTE cases, or of an LTE transition tracing the same density in the case of stimulated emission; (f) estimated  $B[\mu\text{G}] = 0.51(\Delta\nu[\text{km s}^{-1}])/(n[\text{cm}^{-3}])^{1/2}$  (Myers and Goodman 1988a), and we assumed  $B_1 = B/2$ ; (g) see Eq. (2); (h) recombination lines occur in a wide variety of environments (Myers and Goodman 1988a), and we assumed  $B_1 = B/2$ ; (i) the  $b$ -value is quoted by the authors as uncertain to within a factor of 2; and can even show maser emission (Martin-Pintado et al. 1990); (j) the  $b$ -value is quoted by the authors as uncertain to within a factor of 2; (m) the  $b$ -value listed is an average of the values listed by the authors for the transitions all very close to this frequency—it should be noted that Bel and Leroy 1989 present a different value; (n) although stimulated emission has been observed in NH<sub>3</sub> transitions, (Madden, personal communication) the transition listed is hypothetical; (p) these transitions are mostly observed as masers; (q) it is not feasible to observe these transitions from the ground. (r) these are LTE line strengths, presumably the transition would be much stronger in stimulated emission.

Other species: Zeeman candidates suggested to date, but not included in the table above, are transitions of: NS, CP, HCO and CH<sub>3</sub>CN which have been detected in the interstellar medium in states with nonzero electronic magnetic moment (Turner, personal communication); and CS, SiO, and SiS, which have been detected in states with no electronic magnetic moment, but finite nuclear magnetic moment.

Table 5: Tableau extrait de Heiles et al., 1991, donnant les sensibilités à l'effet Zeeman de divers composées



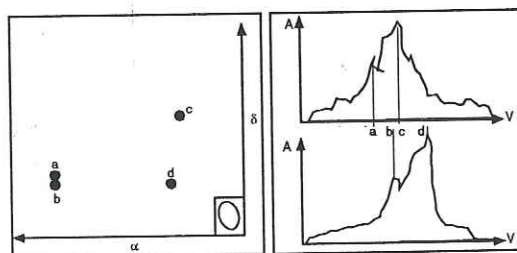


Figure 9: Diagramme de localisation et spectre de l'effet Zeeman

Si on mesure uniquement le spectre d'émission, on peut être conduit à une mauvaise interprétation. Dans le graphe, les composantes (c) et (d), bien que proches en vitesse (et pouvant donc être dûes à un effet Zeeman), ne forment pas une paire Zeeman étant donné qu'elles sont issues de deux zones spatialement déconnectées. Pour pouvoir prétendre mesurer une séparation due à l'effet Zeeman, le premier critère doit être la concordance spatiale comme dans le cas des paires (a) et (b). Pour obtenir la meilleure certitude possible dans l'identification d'une paire Zeeman, il vaut mieux disposer d'une très haute résolution spatiale. C'est pour cette même raison que nous avons choisi d'effectuer nos propres expériences en interférométrie VLBI. Cette technique permet d'obtenir une résolution angulaire de quelques millisecondes d'arc ce qui, pour une source telle que W3(OH), représente une résolution spatiale de quelque dizaines d'unités astronomiques<sup>7</sup>.

Le cas des masers OH est unique. En effet la séparation de l'effet Zeeman est du même ordre de grandeur que la largeur de raie due à l'effet Doppler. La sensibilité des différentes transitions est de l'ordre de 1 à 3 kHz par mGauss. Pour les deux transitions que j'ai étudiées à 6030.747 et 6035.092 MHz les sensibilités respectives sont 1.5839 kHz/mGauss et 1.3997 kHz/mGauss. De plus les zones d'émission de ces masers sont des zones de forte densité avec des valeurs typiques de densité  $H_2$   $n \sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$ . Si l'on suppose que le champ magnétique est gelé dans la matière, son intensité doit varier avec les variations de densité selon une loi en  $n^\alpha$ . Mouschovias, (1976) a montré que théoriquement  $\alpha$  devait être compris entre:  $\frac{1}{3} \leq \alpha \leq \frac{1}{2}$ . Observationnellement, on détermine que  $\alpha < \frac{2}{3}$ , ce qui est en assez bon accord avec la théorie. De plus l'élargissement Doppler est faible avec une température de l'ordre de 150 K soit  $\Delta\nu \sim 12.5 \text{ kHz}$ . Comme de plus l'observation montre que les raies masers sont plus fines que les  $\sim 13 \text{ kHz}$  dus à l'élargissement Doppler. Grâce à cet amincissement des largeurs de raies, les polarisations droite et gauche observées sont bien séparées (il n'y a pas de recouvrement partiel des composantes de polarisations opposées d'une même paire Zeeman). Typiquement dans pour nos observations, on observe

<sup>7</sup>Une unité astronomique est définie comme étant la distance moyenne de la Terre au Soleil, distance qui vaut  $\sim 10^{11} \text{ m}$ .



des séparations de quelques kHz (facilement accessibles avec les filtres dont nous disposons) ce qui permet de mesurer des champs de quelques milligauss. Si les deux polarisations circulaires sont mesurées, en plus du paramètre de Stokes I correspondant à l'unité totale, on a accès au paramètre V en mesurant l'écart de fréquence entre les deux composantes de polarisation opposée des paires Zeeman :

$$V = \nu_{gauche} - \nu_{droit} \quad (31)$$

On peut alors estimer le pourcentage de polarisation P par la relation :

$$P = 100 \frac{P}{I} \quad (32)$$

L'écriture de la relation (31) nécessite de supposer que la polarisation linéaire est négligeable. Cette hypothèse semble être confirmée par les mesures de Zuckermann et al., (1972), qui ne montrent pas polarisation linéaire dans W3(OH).

Comme je l'ai dit précédemment la création des polarisations circulaires est due à la composante parallèle du champ magnétique tandis que la polarisation linéaire est due à l'effet de la composante du champ dans le plan du ciel. Dans le cas d'un faible déplacement des composantes polarisées à droite et à gauche suite à l'effet Zeeman, une bonne approximation de cet écart est :

$$V = aH_{\parallel} \frac{dI}{dv} \quad (33)$$

où V est le paramètre de Stokes, a est une constante et v la vitesse dans le profil de raie (voir équation (2.5) de Killeen et al., (1992)). Ceci est le cas thermique où  $H_{\parallel}$  est la projection de H total sur la ligne de visée, c'est donc  $H \cos \theta$  (avec  $\theta$  l'angle entre le champ et la ligne de visée). Pour un déplacement Zeeman supérieure à la largeur de raie ( $\Delta \nu_{zeeman} > \Delta \nu_{doppler}$ ) ceci n'est plus valable, les composantes gauche et droite ne se recouvrent plus et l'on peut mesurer deux composantes  $\sigma$  polarisées elliptiquement (l'intensité des deux composantes est différente) et leur séparation est maintenant directement proportionnelle non plus au champ projeté sur la ligne de visée mais au champ magnétique total. En présence d'un champ magnétique les sous niveaux magnétiques sont déplacés proportionnellement à leur valeur de  $m_F$ . Lorsque le champ est suffisamment fort la différence d'énergie est supérieure à la largeur de la raie et l'on observe alors un pur effet Zeeman. Chaque composante émet une pure transition  $\Delta m_F$  qui est complètement polarisée. C'est le cas  $g \nu_B \geq \Delta \nu$ . On peut alors écrire pour les composantes  $\sigma$  ( $\Delta m_F = \pm 1$ ) les paramètres de Stokes ainsi (voir Elitzur, (1992), p 174) en les décomposant sur la direction d'observation :

$$I_{\nu} = \frac{1}{2} I_{\nu} (1 + \cos^2 \theta) \quad (34)$$

$$Q_{\nu} = \frac{1}{2} I_{\nu} \sin^2 \theta \quad (35)$$

$$U_\nu = 0 \quad (36)$$

$$V_\nu = I_\nu \cos^2 \theta \quad (37)$$

où  $\theta$  est l'angle entre la ligne de visée et le champ magnétique. On constate que l'intensité est maximale pour  $\theta = 0$  c'est à dire quand la direction d'observation est parfaitement parallèle au champ magnétique. On a alors un rayonnement polarisé de manière purement circulaire ( $Q_\nu$  et  $U_\nu$  sont nuls). On constate également que, quelle que soit la direction d'observation l'intensité ne devient jamais nulle, et qu'il n'y a aucun effet sur l'écartement en fréquence. Les polarisations circulaires sont alors elliptiques avec à la limite pour un angle de  $\frac{\pi}{2}$  une polarisation linéaire. On voit donc bien que la mesure de l'effet Zeeman permet alors une mesure du champ total et non uniquement du champ parallèle à la ligne de visée. Pour la composante  $\pi$  ( $\Delta m_F = 0$ ) on a :

$$U = V = 0 \quad (38)$$

et

$$I = Q = I_0 \sin^2 \theta \quad (39)$$

dont l'intensité s'annule pour  $\theta = 0$

Si le champ magnétique n'est pas suffisamment fort pour résoudre complètement l'effet Zeeman, mais permet néanmoins au spin de s'aligner, on est alors dans le cas  $g\nu_B < \Delta\nu$ . Comme les différentes transitions  $\Delta m_F$  émettent des polarisations différentes, les raies se recouvrent, la polarisation finalement observée est une superposition de toutes ces composantes, donc le taux de polarisation sera strictement inférieur à 100%.

### 3.2.4 Les faux effets Zeeman

Certains effets peuvent simuler l'effet Zeeman. C'est le cas de la biréfringence linéaire, où une source polarisée linéairement en arrière plan d'un nuage est absorbée par un milieu dont les axes optiques ne sont pas parallèles au plan de polarisation. L'onde va alors se décomposer selon les axes principaux du milieu qui, à cause de la différence de propagation de la vitesse de phase, va donner naissance à une polarisation elliptique dont la composante circulaire variera sinusoïdalement avec la distance parcourue. De même si la direction du champ magnétique change de direction sur le trajet optique, un effet de biréfringence linéaire peut là aussi apparaître (voir Deguchi et Watson (1985)).



### 3.3 La structure du champ magnétique Galactique

La mesure du champ magnétique dans les régions ultra compactes fournit des renseignements sur le champ magnétique Galactique. Reid et Silverstein (1990) rassemblèrent les différentes mesures du champ magnétique basées sur l'effet Zeeman dans quelques masers OH à 18 cm. Les valeurs mesurées n'excédaient pas 7 mG. En prenant des densités de  $10^6$  à  $10^8 \text{ cm}^{-3}$ , cela donne une variation du champ en  $n^{\frac{1}{2}}$  (par rapport au champ mesuré dans le MIS) ce qui est en accord avec le travail théorique de Mouschovias, (1976). Mais l'autre point intéressant de cet article est que les auteurs déduisent que le champ est systématiquement aligné sur les bras Galactiques (voir figure 10) comme l'avait suggéré pour la première fois Davis (1974). Le champ interne de ces régions serait donc connecté au champ magnétique Galactique général et surtout cela tendrait à montrer que l'effondrement gravitationnel conserve la direction du champ. Ce qui peut avoir des conséquences importantes pour la modélisation de cette phase de la formation.

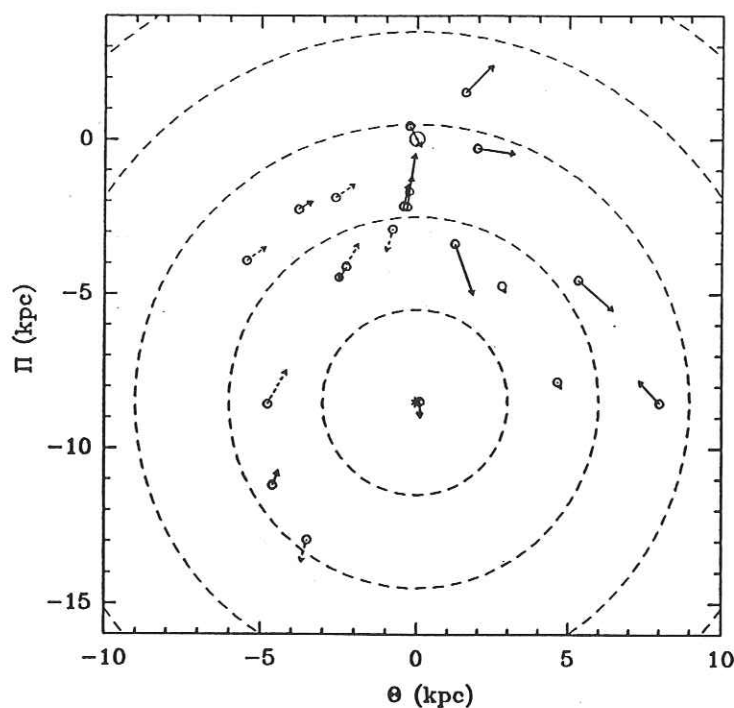


Figure 10: Distribution du champs magnétique mesuré à partir de l'effet Zeeman selon les bras de la galaxie (Reid et al., (1990))



### 3.4 Présentation de l'expérience de Moran et al. de 1978

Une première expérience VLBI pour mesurer le champ magnétique a été menée par J.M. Moran et ses collaborateurs en 1977 (Moran et al., (1978)). Les observations furent réalisées avec trois antennes (l'antenne de 26 m du NRL, le 43 m de Green Bank et le 46 m de l'ARO) entre le 21 et le 23 avril 1977. Les auteurs ont obtenu une carte de W3(OH) (voir la figure (11)) (seule source observée) pour la transition à 6035 MHz avec une résolution de 0."01 seconde d'arc.

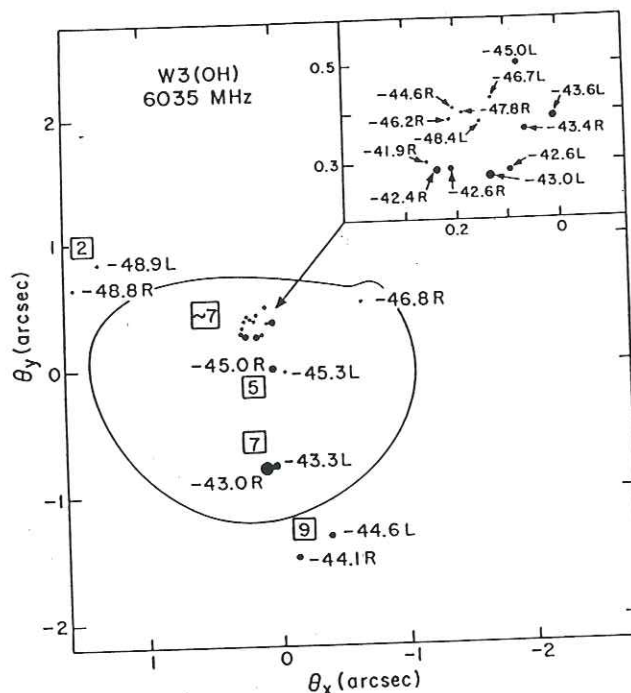


Figure 11: Position des points masers observés par Moran et al., (1978) reportés sur la carte continuum à 15GHz de Harris et al., (1976). Les chiffres dans les boîtes sont les valeurs du champ magnétique mesuré.

Ils purent également obtenir une position absolue pour l'une des composantes maser avec une précision de  $\pm 0.^s03$  en ascension droite et de  $\pm 0.^s2$  en déclinaison. La position ainsi obtenue est :

$$\text{RA}(1950) : 02^h 23^m 16.^s42$$

$$\text{DEC}(1950) : +61^\circ 38' 57''.5$$

Ce sont ces mêmes coordonnées que nous avons utilisées comme référence pour préparer notre propre expérience VLBI. La carte de W3(OH) révèle l'existence de 22 masers, 12 de polarisation droite et 10 de polarisation gauche (voir carte). Les auteurs identifièrent 10 paires Zeeman avec une concordance spatiale moyenne de 0."13. En déplaçant la carte issue des deux polarisations relativement l'une par rapport à l'autre, cette incertitude sur la position spatiale de chaque maser diminue pour atteindre 0."08. Ce réaligement des cartes peut se justifier par une erreur non

contrôlée sur l'alignement initial des cartes puisque les deux polarisations ont été observées séparément. La mesure de l'effet Zeeman à l'aide de ces paires permet de calculer un champ magnétique variant entre 2 et 9 mGauss (voir tableau 12 ).

POSITIONS AND MAGNETIC FIELD STRENGTHS FOR ZEEMAN COMPONENTS  
IDENTIFIED IN W3 (OH)

Zeeman Pair	Velocity* (km s <sup>-1</sup> )	S† (Jy)	V‡	$\theta_z$ § (")	$\theta_y$ § (")	$\Delta\theta$    (")	$\Delta v$ # (km s <sup>-1</sup> )	B** (mG)
1.....	-48.9L	~1	1.0	+1.31	+0.86	0.27	0.1	2
	-48.8R	~1	1.0	+1.50	+0.66			
2.....	-48.3L	3	0.5	+0.15	+0.38	0.05	0.5	9
	-47.8R	4	0.2	+0.19	+0.40			
3.....	-47.3L	5	<0.2	-0.70	+0.51	...	0.5	9
	-46.8R	5	0.6		+0.51			
4.....	-46.7L	4	0.6	+0.12	+0.43	0.11	0.5	9
	-46.2R	4	0.8	+0.21	+0.38			
5.....	-45.3L	6	0.5	-0.08	-0.01	0.08	0.3	5
	-45.0R	19	0.7	0.00	0.00			
6.....	-45.0L	14	0.4	+0.08	+0.49	0.14	0.4	7
	-44.6R	6	0.4	+0.20	+0.41			
7.....	-44.6L	16	0.4	-0.40	-1.34	0.30	0.5	9
	-44.1R	17	0.2	-0.15	-1.51			
8.....	-43.6L	30	0.2	0.00	+0.39	0.06	0.2	4
	-43.4R	15	0.3	+0.06	+0.37			
9.....	-43.3L	62	0.3	+0.02	-0.79	0.05	0.3	7
	-43.0R	82	0.3	+0.07	-0.80			
10.....	-43.0L	35	0.6	+0.13	+0.27	0.08	0.4	7
	-42.6R	24	0.4	+0.21	+0.27			
11.....	-42.6L	9	0.4	+0.09	+0.28	0.15	0.3	5
	-42.3R	25	0.4	+0.24	+0.29			
12.....	-42.3L	9	<0.2	+0.25	+0.30	...	0.4	7
	-41.9R	6	0.4		+0.30			

\* LSR velocity. Letter denotes sense of circular polarization: (L) left; (R) right.

† Approximate flux density.

‡ Peak fringe visibility.

§ The relative errors (1  $\sigma$ ) among positions of features having the same polarization are typically 0".025 in each coordinate and never more than 0".05. The relative alignment between the left and right maps is accurate to 0".1 in each coordinate.

|| The angular offset between components of each Zeeman pair. The mean offset can be minimized by offsetting the LCP components by 0".11 in right ascension and -0".05 in declination.

# Velocity separation between components of Zeeman pair.

\*\* Longitudinal magnetic field ( $B = 16.7$  milligauss km<sup>-1</sup> s). All the fields are directed away from the Earth.

Figure 12: Appariement Zeeman des masers OH à 6035MHz (Moran et al., (1978))



## Chapitre 4

# Relevé des sources OH mené à Effelsberg

### 4.1 Présentation du relevé

Ce chapitre présente le grand relevé que nous avons réalisé avec l'antenne de 100 m d'Effelsberg située en Allemagne près de Bonn. A partir d'un échantillon de sources sélectionnées selon différents critères.

- Les sources considérées sont toutes des régions de formation d'étoiles déjà référencées et dont la déclinaison est supérieure à  $-29^\circ$  en évitant la région du centre Galactique.
- La première partie de nos sources est directement extraite du catalogue utilisé par Cohen et al., (1988), pour la détection des transitions maser de l'état fondamental de OH (transition à 18 cm). Pour toutes ces sources les flux IRAS à 60 et 100  $\mu\text{m}$  est supérieur à 1000 Jy.
- Une partie des sources a été extraite des relevés menés par l'observatoire de Arcetri (antenne de Medicina (voir Pellagi et al., (1993), Brand et al., (1994), Codella et al., (1994)). Le critère de notre sélection est que toutes les sources ont une densité de flux intégré des raies maser  $\text{H}_2\text{O}$  supérieure à  $90 \text{ Jy km s}^{-1}$  et un flux IRAS à 100  $\mu\text{m}$  plus grand que 1000 Jy.
- Enfin nous avons inclus quelques sources supplémentaires directement extraites du catalogue IRAS.

Nous avons ainsi obtenu un catalogue comprenant 265 sources à étudier dans l'espoir de dresser la liste la plus complète possible pour l'hémisphère nord, des régions de formation d'étoile présentant une émission maser dans l'une ou l'autre des deux raies principales du premier état



excité du radical OH. L'étude de ce niveau revêt une importance particulière puisque c'est le premier niveau excité (état  $2\Pi_{3/2}, J = \frac{5}{2}$ ). Placé juste au dessus de l'état fondamental (état  $2\Pi_{3/2}, J = \frac{3}{2}$ ), son observation permet d'établir quelques contraintes pour la modélisation des masers OH dans les régions de formation des étoiles de forte masse. Cet objectif passe dans un premier temps par une étude statistique des divers paramètres dérivables des observations des masers du premier état excité. Or au moment où le projet fut proposé, seul un peu moins d'une trentaine de sources maser de cet état étaient connues avec une bonne confiance (hémisphères nord et sud confondus). De nombreuses études avaient été menées, Zuckerman et al., (1984), Knowles et al., (1976) (hémisphère sud), Guilloteau et al., (1984) mais seules 26 sources étaient répertoriées de manière certaine. Depuis lors les choses ont évoluées essentiellement pour l'hémisphère sud. Caswell et Vaile ont réalisé indépendamment de nous et pratiquement à la même période, le même type de projet que le nôtre pour leur hémisphère avec l'antenne de 64 m de Parkes. Ils découvrirent 52 nouvelles sources ayant un flux maser supérieur à 0.4 Jy. Par contre leur travail a porté uniquement sur la transition principale F:3-3 à 6035 MHz. Pour l'hémisphère nord aucune étude sur un grand nombre d'objet n'avait été menée, à l'exception de quelques tentatives de détection sur des échantillons bien souvent inférieurs à 20 sources et qui n'apportèrent finalement en tout et pour tout que deux sources nouvelles (voir la thèse de Jewel (1982) avec l'antenne de 43 m de NRAO, et les deux petits relevés menés en 1988 et 1989 à Effelsberg (non publié)). Nos observations furent réalisées à deux périodes différentes, séparées d'un peu plus d'une année, en mai 1994 et juillet 1995. La seconde session nous a permis de confirmer ou d'infirmer les détections de mai 1994. Elle nous a, de plus, également permis de doubler le nombre de sources visées. Enfin pour quelques sources nous avons tenté une détection des raies satellites aux fréquences de 6016 et 6049 MHz. L'un des intérêts majeurs de ce projet est d'avoir permis l'observation simultanée des deux raies principales de cet état dans les deux polarisations circulaire droite et gauche et des raies satellites, nous permettant ainsi d'accéder pour la première fois à une connaissance complète de l'émission de cet état. De plus la tentative de détection des raies satellites à 5 GHz n'avait été tentée sur un nombre de sources très restreint. En effet même avec l'énorme surface collectrice du 100 m, il est impératif d'intégrer chaque source durant plus d'une heure si l'on veut avoir une chance de détecter un signal (les rapports de forces des raies à l'ETL est par ordre de fréquence 1-14-20-1). Nous joignons ici l'article qui a été accepté par *Astronomy & Astrophysics*. Les résultats essentiels y sont présentés, je ne pourrai que mal le paraphraser. La seconde partie contient quelques compléments d'information puisque, à côté de ma participation aux observations et à la préparation active de la seconde période d'observations (juillet 1995). J'ai été directement impliqué dans la réduction de toutes les données.

## 4.2 Article soumis à A&A

### A Survey of ...

#### A. Bouché, J. L. ...

Observatoire de l'Observatoire de ...

1. Introduction

2. Observations

3. Results

Abstract: We have ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...

... and ...



# A Survey of Star-Forming Regions in the 5 cm Lines of OH

A. Baudry<sup>1</sup>, J.F. Desmurs<sup>1</sup>, T.L. Wilson<sup>2</sup>, and R.J. Cohen<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Observatoire de l'Université de Bordeaux, URA 352 du CNRS, BP 89, F-33270 Floirac, France.

<sup>2</sup> Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, D-53121 Bonn, Germany.

<sup>3</sup> Nuffield Radio Astronomy Laboratories, Jodrell Bank, Macclesfield, Cheshire, SK11 9DL, UK.

Submitted; Accepted

**Abstract.** <sup>1</sup> We have undertaken a comprehensive search for 5 cm OH masers in regions visible from Effelsberg with the 100-m telescope (i.e., those with declinations above  $-29^\circ$ ). Our sample is based on bright sources taken from the IRAS Point Source Catalog and/or from previous 18 cm OH and  $\text{H}_2\text{O}$  surveys. Among the 265 sources observed, 15 are new (14 exhibit emission and one source shows both absorption and emission). Two new absorption line sources have been tentatively detected. The general properties of the 5 cm OH sources are presented and discussed. The 6035 MHz line is more often detected than the 6031 MHz line. Nevertheless, the latter line is frequently present, a fact that is not explained by present OH excitation models. Simple calculations tend to show that there are enough FIR photons to pump the 6035/6031 MHz masers, and we found that the statistics of the ratio  $S_{\text{radio}}/S_{\text{IR}}$  at 18, 5 and 6 cm suggest that the maser pumping efficiency decreases with increasing OH excitation. Variability on short (months) or long (years) time-scales is a common feature in many 5 cm OH sources. We also present observations of the 6 GHz satellite lines and report, besides W3(OH), on two certain and perhaps two newly detected weak sources. Some implications on the excitation of OH are briefly discussed. Clearly, there is no efficient maser mechanism for the satellite lines. We derive the percentage of circular polarization in detected 6035 and 6031 MHz emission sources and suggest the identifications of possible Zeeman patterns. We have found several features having  $> 90\%$  polarization. Combining our magnetic field measurements with other published results we find that the dominant field alignment is consistent with the direction of the Galactic rotation. However, there is no convincing correlation of the field direction with the Galactic spiral pattern, and it is possible that the field direction is not preserved in the star formation process.

**Key words:** masers: OH - stars: formation - interstellar medium: HII regions, magnetic fields

## 1. Introduction

Shortly after the discovery of intense 18 cm emission from the hydroxyl radical, OH, in W3(OH) some 30 years ago, emission from the first two excited-states of OH was also discovered (Zuckerman et al. 1968, Yen et al. 1969, for the  $^2\Pi_{1/2}, J = 1/2$  and  $^2\Pi_{3/2}, J = 5/2$  states, respectively). The  $^2\Pi_{3/2}, J = 5/2$  excited-state of OH lies immediately above the ground-state, and thus provides a critical test for OH excitation models. The  $^2\Pi_{3/2}, J = 5/2$  state gives rise to four hyperfine transitions, with the  $F = 3 - 3$  and  $2 - 2$  main lines at 6035.092 and 6030.747 MHz and the  $F = 3 - 2$  and  $2 - 3$  satellite lines at 6049.084 and 6016.746 MHz, respectively (Fig. 1). In addition, these transitions are sensitive to the magnetic field with a Landé factor  $g_J = 0.485$ . The theoretical treatment of OH excitation has progressed significantly in recent years, and includes many different levels, line overlap effects and accurate collision rates (e.g. Cesaroni and Walmsley 1991, Gray et al. 1992, Pavlakis and Kylafis 1996). These analyses show the importance of multi-line studies of OH sources to better understand the physical conditions prevailing in dense OH clouds.

Our goal in this work was to survey all known star-forming regions of the northern hemisphere with the 100-m telescope, and to include all of the major HII regions accessible from Effelsberg (Declinations north of  $-29^\circ$ ), with the exception of the

Send offprint requests to: A. Baudry (Observatoire de Bordeaux)

<sup>1</sup> Tables 1, 2, 4 and 6 are only available in electronic form at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr or via <http://cdsweb.u-strasbg.fr/Abstract.html>



Galactic Center. In our catalog of 5 cm OH targets, we used the 18 cm OH survey of Cohen et al. (1988) made for strong IRAS far-infrared sources, and we also used the most recent results of the H<sub>2</sub>O maser surveys undertaken with the Medicina 32-m antenna (Palagi et al. 1993, Brand et al. 1994, Codella et al. 1994). The 18 cm OH masers studied by Cohen et al. (1988) are associated with far-infrared sources taken from the IRAS Point Source Catalogue and with flux densities greater than 1000 Jy at 60 and 100  $\mu$ m. These sources are thus found in most of the 'classical' compact radio HII regions as well as in young objects with little radio continuum. H<sub>2</sub>O maser emission is another well known signpost of stellar formation and is observed near to, or coincident, with diffuse HII regions and young ultra-compact HII regions. We used the Medicina H<sub>2</sub>O survey to select sources with integrated H<sub>2</sub>O flux densities greater than 90 Jy kms<sup>-1</sup> and with 100  $\mu$ m flux densities greater than 1000 Jy. We also included some other IRAS sources matching our criterion of far-infrared fluxes larger than 1000 Jy but which were not included in the Cohen et al. (1988) or in the Medicina antenna surveys. The end result was a final search list of 265 objects for 5 cm OH emission (Table 1).

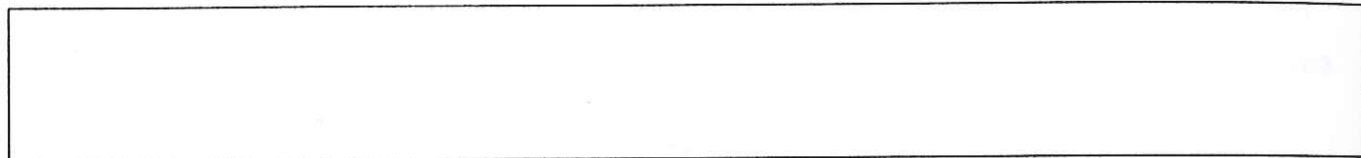


Fig. 1. The energy level diagram for the  $^2\Pi_{3/2}$  ladder of the hydroxyl radical, OH. The lowest levels are shown. Transitions between the shaded levels give rise to the four 6 GHz lines

We have conducted a comprehensive search with the 100-m telescope for new 5 cm OH masers. These observations, and our results are presented in Sect. 2. Of the 265 sources observed, 15 sources are newly discovered sources (14 in emission and 1 in absorption and emission). In addition, two new absorption sources have been tentatively identified, but need confirmation. Some of the emission sources were independently detected by Caswell and Vaile (1995). In Sect. 3 the general properties of the 5 cm OH sources are presented and infrared pumping and variability of main line emission sources are discussed. We also present new observations of the 6 GHz satellite lines and report, besides W3(OH), on two certain, and two possible, new detections, and discuss their implications in relation to OH excitation models. Our results for the main line OH absorption are briefly presented in the last subsection of Sect. 3. In Sect. 4 we give the percentage of circular polarization in detected sources and suggest the identifications of possible Zeeman patterns.

## 2. Observations and results

### 2.1. Observations

Observations of the main lines of OH were made with the Effelsberg 100-m telescope in the periods 1994, 12-23 May, and 1995, 22-28 July. We used a cooled HEMT dual-channel receiver to simultaneously measure right circular (*RC*) and left circular (*LC*) polarizations. The system temperature was  $\approx 60$  K including ground pick up and sky noise. We divided the 1024-channel autocorrelator into 4 receivers to observe both *RC* and *LC* polarizations at 6035 and 6031 MHz simultaneously. During the July observations we also separately searched for the satellite lines, simultaneously measuring both polarizations in each line. In these observations the channel separation was 3.05 kHz, thus providing an effective resolution of 0.18 km s<sup>-1</sup>. The OH spectra were calibrated in terms of the noise source coupled to both polarization channels. To calibrate the spectra we performed several azimuth and elevation scans through the planetary nebula NGC 7027. We assumed that the total flux density of NGC 7027 was 5.9 Jy at 6 GHz for our 1994 and 1995 observations (see flux density spectrum of Ott et al. 1994). With a size of 7"x10", NGC 7027 is essentially point-like in the 130" half-power beamwidth of the telescope at 6 GHz. The conversion factors are determined for both polarizations with 6 and 7 to 12% uncertainties in 1994 and 1995, respectively. Therefore, not accounting for any uncertainty in the absolute flux density of NGC 7027, we estimate that the uncertainty in our flux density scale does not exceed 10%. We calibrated all 6035 and 6031 MHz *RC* and *LC* spectra in terms of single polarization flux densities. This is one-half of the two polarization flux density. For the maser lines this procedure follows that used by Caswell and Vaile (1995).

Satellite line emission or absorption at 6049 and 6017 MHz was searched in 1995 July toward a sub-sample of 17 sources. Four of these sources as well as two other additional sources were also observed with the 100-m telescope by TLW and R. Cesaroni in 1990 August/September. The satellite line intensities and all 3  $\sigma$  limits in Table 4 (satellite lines) and Table 1 (main lines) are calibrated in terms of two polarization flux densities.

All observations were made in the total power mode, and particular care was taken in looking for the possible occurrence of 5 cm radio interferences. Depending on the orientation of the antenna interferences were clearly present in a minor fraction



of our data. These were easily identified as they induce a systematic ripple in the band. In this case we did not try to make any special data reduction and we simply discarded all corrupted scans.

## 2.2. Previous surveys and present results

Following the discovery of emission from the  $^2\Pi_{3/2}$ ,  $J = 5/2$  state toward W3(OH) and W75N (Yen et al. 1969, Rydbeck et al. 1970), various small scale discrete source surveys were made. Zuckerman et al. (1972) searched for the  $J = 5/2$  OH in seven HII-Type I OH regions; Knowles et al. (1976) surveyed one line at 6035 MHz in more than 50 main line 18 cm OH sources of the southern hemisphere; and Guilloteau et al. (1984) surveyed 44 compact or ultra-compact HII regions. At that time the number of securely detected 5 cm OH sources amounted to 26. Recently, Caswell and Vaile (1995) searched for 6035 MHz emission in 208 OH maser sources with the Parkes 64-m telescope. The sources in their sample are south of  $\delta = +24^\circ$ , and show 1665 MHz flux densities larger than 0.8 Jy. Their survey resulted in the detection of 52 new 6035 MHz emission sources with peak fluxes larger than about 0.4 Jy.

Some general results of our survey in the main lines of the  $J = 5/2$  state are given in Table 1. We list source name, the 1950.0 coordinates, the velocity interval searched, and the  $3\sigma$  flux density limit (for no detection) or the letters *E* and *A* when an emission or absorption signal was detected. The source names given in column 2 of Table 1 are taken from the IRAS Point Source Catalog, the SIMBAD data base, or are current names. Three IRAS sources are stars, 05330–0517, 06056–0621 and 20197+3722, while IRAS 09517+6954 is the starburst galaxy M82 (note, however, that the observed velocity range is narrow –18 to 15 km s<sup>-1</sup>). In general with 0.18 km s<sup>-1</sup> resolution the  $3\sigma$  detection level was around 0.1 to 0.3 Jy for both the 6031 and 6035 MHz lines and for both polarizations. Among the 265 sources in Table 1, twenty-four show emission profiles, two a mixture of absorption and emission, and one, perhaps three, show absorption. Table 1 contains 12 previously known 5 cm OH sources as well as 15 new discoveries, perhaps 17 (including 2 possible absorption sources); six among these 17 were independently discovered in 6035 MHz emission by Caswell and Vaile. It is important to note that 18222–1317 exhibits both weak absorption and emission at 6035 MHz and that this source was not previously listed in catalogs of OH, H<sub>2</sub>O or CH<sub>3</sub>OH maser sources. IRAS 18222–1317 also exhibits CS molecular line emission (Bronfman et al. 1996) at a velocity close to our OH detection, and was mapped in the radio continuum by Kurtz et al. (1994). The spectra of the 15 new sources are shown in Fig. 2, and the line parameters of all detected OH main line sources are given in Tables 2 and 5 for emission and absorption, respectively. Although the emission features are not necessarily gaussian, the full linewidths at half peak intensity, peak flux intensities, and associated velocities were obtained from a multi-gaussian fit analysis. (In some cases this may give peak intensities slightly different from the actual peak flux densities in our spectra.) When an emission feature is present in only one spectral channel, the linewidth is taken to be equal to the spectral resolution. Although variability is observed in several sources (see Sect. 3.1) we have not observed line shifts of a given feature exceeding our spectral resolution. In Table 2 we list all emission sources detected in 1995 July and the line parameters of those features (marked with an asterisk in the column "Line identification number") which were present in our 1994 May data only. In some sources we cannot exclude the presence of broad, weak, underlying features (i.e. features broader than 5 to 10 km s<sup>-1</sup> and with intensities around 3 times the r.m.s. noise). This is probably the case for 18403–0417 where broad emission wings seem overwhelmed by strong narrow emission lines in our 6035 MHz spectrum. No attempts were made to fit broad emission features in our data as such features are rare in excited-states of OH and difficult to identify. (See, however, analysis of the satellite line emission from W3(OH) in Sect. 3.2.) In order to estimate variability in our 5 cm OH sources we gather the integrated flux densities of our 1994 and 1995 observations in Table 3. The source distance given in Table 3 is based either on spectrophotometric estimates or, more often, on our own kinematical distance calculation program using the standard IAU galactic rotation constants; in the case of distance ambiguity the less plausible solution is given in parentheses. We also give in Table 3 the apparent maser luminosity (in Jy km s<sup>-1</sup> kpc<sup>2</sup>) defined here as the sum of the *RC* and *LC* integrated flux densities times the distance squared. This apparent luminosity is transformed into isotropic luminosity (over  $4\pi$  steradians) after multiplication by  $6.3 \cdot 10^{-9} L_\odot \text{ Jy}^{-1} \text{ km}^{-1} \text{ s kpc}^{-2}$ .

Table 3. Integrated flux densities of maser sources

A sub-sample of 17 sources in Table 1 and two other sources (G10.6–0.4 and K3–50) were searched for satellite line emission. The results of this search are presented in Table 4 which comprises most of the strongest main line emission sources, one absorption source W3A, and 4 sources with no detected emission or absorption main line signal. After data editing and averaging left and right circular polarizations the  $3\sigma$  limit in our final spectra ranges from 60 to 150 mJy for both satellite lines. However, in 5 sources W3A, W3(OH), G10.6–0.4, K3–50 and NGC 7538 the integration time was longer than the typical 30 to 50 minutes used for other sources in Table 4; this resulted in a  $3\sigma$  limit around 40–60 mJy or better. Weak satellite lines were detected in W3A, W3(OH), G10.6–0.4 and very likely in K3–50 and NGC 7538 (IRS2) but no intense maser emission was observed.



Fig. 2. The 6 GHz lines (6.035 GHz,  $F = 3 - 3$  above and 6.031 GHz,  $F = 2 - 2$  below) for those sources discovered in our survey. The line intensities are in Jy for a single polarization. The thicker lines are right circular (RC) polarization, the thinner are left circular (LC)

### 3. General properties and excitation of 5 cm OH sources

#### 3.1. Main line emission sources

##### 3.1.1. Line intensity, linewidth, and velocity extent

The peak flux densities observed in this work range from about 115 Jy in W3(OH) at 6035 MHz to about 0.1 Jy in S 68 or Cepheus A at 6031 MHz. Emission from the northern hemisphere source W3(OH) is exceptionally strong and is comparable to the 140 Jy emission reported by Caswell and Vaile for 351.42+0.64 in the southern hemisphere. M17 (18174–1612), ON1 and 20350+4126 with peak flux densities around 12–14 Jy at 6035 MHz are three other relatively strong OH sources in our sample. Nevertheless, the 5 cm OH emission is weak compared to the ground-state emission and, apart from three sources in our list, the flux densities are greater at 1665 than at 6035 MHz (see also end of Sect. 3.1.2). The same trend is observed for the isotropic luminosities. In W3(OH) this luminosity integrated over all features is  $\approx 4 - 5 \cdot 10^{-6} L_{\odot}$  at 6035 MHz whereas at 1665 MHz in a *single* feature it is  $\approx 1.5 \cdot 10^{-6} L_{\odot}$ . The difference is even greater in W 49 where in a single feature the 1665 MHz luminosity reaches  $\approx 8 \cdot 10^{-5} L_{\odot}$ .

Prior to our observations, the properties of the  $F = 2 - 2$  line at 6031 MHz were poorly known because this line was often not observed. The 6031 MHz emission is always weaker than the 6035 MHz emission as shown in Tables 2 and 3, and with the exception of ON1 and W3(OH) the peak flux densities are below 0.5 to 0.8 Jy. In sources where both the  $F = 3 - 3$  and  $2 - 2$  lines are detected, the  $F = 3 - 3 / F = 2 - 2$  peak flux ratio varies from 2 to 7 (e.g. W49 or ON1) to even larger values (19111+1048). In the exceptional case of Cep A this ratio is of order unity. Similarly, the  $F = 3 - 3 / F = 2 - 2$  integrated flux density ratios range from 1 or 2 to 20 or 30. In the LTE approximation the  $F = 3 - 3 / F = 2 - 2$  ratio is  $20/14 \approx 1.4$  in the optically thin case, and tends towards unity in the optically thick case. Therefore, non-LTE ratios are observed in all sources. This property, together with strong polarization of the emission lines (see Section 5) and narrow linewidths (see below) are strong indications that the 6035 and 6031 MHz line emission is caused by the maser process. A definitive proof of the maser nature of the 5 cm emission is given by VLBI observations of HII regions (Moran et al. 1978, Desmurs et al. 1996).

Table 2 contains 159 and 57 circularly polarized features at 6035 and 6031 MHz, respectively. The richest spectra are those of W3(OH), W49, 19120+1103, 19213+1424 (W 51), and ON1 with 10 to 20 individual features at 6035 MHz. These sources also exhibit 6031 MHz emission. The distribution of linewidths (Fig. 3) shows that: (i) The 6035 and 6031 MHz linewidths are similar, (ii) 64% of the 6035 MHz features are narrower than  $0.35 \text{ km s}^{-1}$ , and (iii) Several 6035 and some 6031 MHz sources have features as sharp as  $0.18 \text{ km s}^{-1}$  our spectral resolution. This suggests that the intrinsic linewidth of several features might be narrower than  $0.18 \text{ km s}^{-1}$  and that some data suffered from spectral dilution. There is no apparent correlation of linewidth with peak intensity. In W3(OH), the strongest source in the northern sky, peak fluxes of identified features range over more than 2 orders of magnitude and their linewidths remain remarkably constant, being around 0.3 to  $0.4 \text{ km s}^{-1}$ . As indicated above several sources exhibit features  $\leq 0.18 \text{ km s}^{-1}$ . This cannot directly reflect the kinetic temperature of the gas, since a Doppler width  $\leq 0.18 \text{ km s}^{-1}$  would correspond to about 10 K or less whereas we expect  $T_K \approx 150 \text{ K}$  in the vicinity of compact HII regions (see the multi-line OH analysis of Wilson et al. 1990). In the strict case of non-saturated masers the line narrowing scales with  $1/\tau^{1/2}$ , where  $\tau$  is the opacity at the line center; we would thus expect  $\tau \geq 12$  for  $T_K \approx 150 \text{ K}$ .

Fig. 3. Histograms of the FWHP linewidths for the  $F = 3 - 3$ , 6.035 GHz and  $F = 2 - 2$ , 6.031 GHz (shaded histogram) OH lines measured in this survey. For those lines narrower than our effective resolution,  $0.18 \text{ km s}^{-1}$ , we have used a linewidth of  $0.18 \text{ km s}^{-1}$



The 5 cm OH velocity extent typically ranges from  $1 \text{ km s}^{-1}$  in Cep A or W 48 to  $7 \text{ km s}^{-1}$  in W75(OH) or W3(OH), whereas the 18 cm OH velocity extent is roughly  $10 \text{ km s}^{-1}$ . W 49 and ON1 appear to be quite exceptional. W49 emission extends at least over  $10 \text{ km s}^{-1}$ , and in ON1 we observed 2 groups of features separated by about  $16 \text{ km s}^{-1}$ . The detection with high signal to noise ratio of strongly polarized 6035 MHz OH emission around  $-1$  to  $2 \text{ km s}^{-1}$  toward ON1 (Fig. 4) had not been reported previously as far as we are aware, although 18 cm OH features at  $2$  and  $-6 \text{ km s}^{-1}$  were observed by Cohen and Willson (1981). This 6035 MHz emission was clearly detected in both 1994 and 1995 data. Note that for both polarizations the ratio of the peak intensity around  $15 \text{ km s}^{-1}$  to the peak intensity around  $-1$  to  $2 \text{ km s}^{-1}$  is constant with time (see Fig. 4). However, both groups of 6035 MHz lines vary with time and such variation cannot be caused by pointing or calibration errors since the simultaneously measured 6031 MHz line data remain constant. We conclude that the lines around  $0$  and  $15 \text{ km s}^{-1}$  arise from the same region.

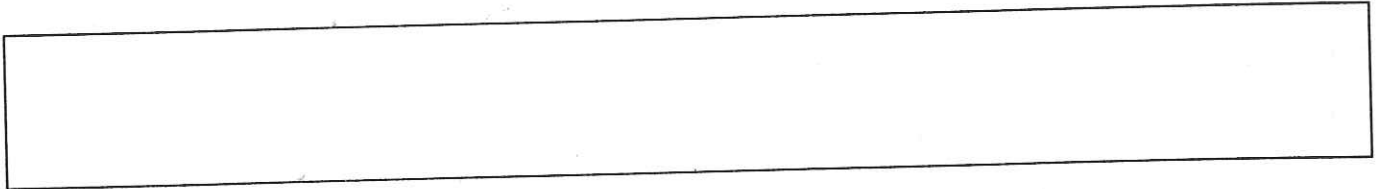


Fig. 4. Spectra of the 6.035 GHz (upper) and 6.031 GHz (lower) OH lines measured in May 1994 for the source ON1, in the upper panel. In the lower panel, these lines are measured in July 1995. The thicker lines are right circular polarization, the thinner are left circular. Note that although all velocity components have varied in the 6.035 GHz line, the 6.031 GHz line, which was measured simultaneously, has not varied

The OH maser model developed by Cesaroni and Walmsley (1991) which includes effects of local and non-local line overlaps and the IR radiation from hot dust, predicts an inversion of the 6035 MHz line for densities  $n_{\text{H}_2} \approx 10^6$  to a few  $10^7 \text{ cm}^{-3}$  and no inversion at 6031 MHz. This is roughly consistent with our observations which show that the 6035 MHz line is more intense and more widely detected than the 6031 MHz line. Nevertheless, the present work and recent 6031 MHz VLBI observations of W3(OH) (Desmurs et al. 1996) demonstrate that the 6031 MHz line is masing whereas the Cesaroni and Walmsley model does not predict inversion of this line and faces other difficulties (see end of Sect. 3.2). The OH model of Gray et al. (1991, 1992) predicts the inversion of both 6035 and 6031 MHz lines with stronger emission at 6035 MHz for  $\text{H}_2$  densities above a few  $10^7 \text{ cm}^{-3}$ , but this requires (i) the absence of overlap, which is a key feature of all ground-state OH maser excitation models, and (ii) high OH relative abundances ( $\text{OH}/\text{H}_2 \approx 10^{-5}$ ) to yield bright 6035 MHz emission. One major difficulty faced by OH excitation models is their dependence on exact collision rate coefficients as shown by Pavlakis and Kylafis (1996). For this reason and in the absence of all needed coefficients, Pavlakis and Kylafis did not discuss their results for the  $^2\Pi_{3/2}, J = 5/2$  masers and restricted their analysis to the 18 and 6 cm lines. In conclusion, it is difficult to reconcile OH models with *all* observations of the 6 GHz lines, and thus to obtain precise physical conditions. However, *all* models require  $\text{H}_2$  densities of order  $10^7 \text{ cm}^{-3}$ .

### 3.1.2. Infrared pumping

Excitation of the OH radical results from complex competitive schemes involving both collisional and radiative pumping as well as line overlap effects in relation with the velocity field in the OH medium and local line broadening. In order to evaluate in very simple terms the role played by IR photons in the 5 cm OH masers we note that, with no absorption of far infrared photons, radiative pumping is possible when

$$\left( \int S dv / h\nu \right)_{\text{IR}} \Omega_{\text{IR}} \geq \left( \int S dv / h\nu \right)_{\text{radio}} \Omega_{\text{radio}}$$

where  $\Omega_{\text{radio}}$  is the maser beam angle and  $\Omega_{\text{IR}}$  is the solid angle subtended by the maser at the IR source. Assuming that all masers associated with each source spectrum are pumped by IR radiation and that the mean beam angle ratio for each source is  $< \Omega_{\text{radio}} / \Omega_{\text{IR}} > \approx 1$  we must now verify that

$$S_{\text{IR}} \Delta v_{\text{IR}} \geq \left( \int S dv \right)_{\text{radio}}$$

where  $S_{\text{IR}}$  is the IR peak flux,  $\Delta v_{\text{IR}}$  the range of radial velocity across the OH maser spectrum, and  $\left( \int S dv \right)_{\text{radio}}$  the integrated maser flux density. The 5 cm OH lines arise from energy levels  $84 \text{ cm}^{-1}$  above the ground-state and we expect that FIR photons around  $100 \mu\text{m}$  are involved in the OH pumping cycle. In Fig. 5 we have plotted the 6035 MHz OH integrated flux density measured in this work, adding both polarizations, versus the IRAS  $60 \mu\text{m}$  flux density times  $\Delta v_{\text{IR}}$  determined from the total OH spectral extent of each observed source. The condition above is also held at  $100 \mu\text{m}$ , and is even better held at 6031 MHz where the radio flux densities are weaker than at 6035 MHz. Despite the uncertainties of this simple approach, we note that there are more FIR photons than radio photons by roughly four orders of magnitude. Therefore, even if the IRAS field of view picked up more FIR flux than that directly coming from the compact HII region it seems that there are enough FIR photons to pump the 6035/6031 MHz OH masers. In a similar study made for 18 cm OH sources, Moore et al. (1988) showed that there is a correlation between the OH 1665 MHz peak flux density and the FIR flux density, and concluded that 18 cm OH masers



are pumped by FIR photons. These photons clearly play a dominant role in the  $^2\Pi_{3/2}$  ladder since the correct parity assignment in the collision rates (Andressen et al. 1984) showed that collisions alone cannot invert the OH lambda-doublers in the  $^2\Pi_{3/2}$  ladder. Of course the OH net inversion depends on detailed balance between radiation pumping and collisional deexcitation (e.g. Cesaroni and Walmsley 1991). Moreover, it is interesting to note that in order to produce maser inversion one must fulfill the thermodynamic constraint where more than one IR photon must escape the inverted region for every maser photon. In the case of  $100\mu\text{m}$  photons escaping 6 GHz masing cylinders and assuming a gas kinetic temperature around 150 K, equation (3) of Watson (1993) yields for the maser brightness temperature  $T_m < 2.5 \cdot 10^8 (l/d)^3$  where  $l/d$  is the cylinder aspect ratio. For  $T_m \approx 1.4 \cdot 10^9 - 10^{10}$  K corresponding to 1 – 10 Jy features with typical sizes  $\approx 5$  mas (Desmurs et al. 1996) we expect typical aspect ratios larger than 3.

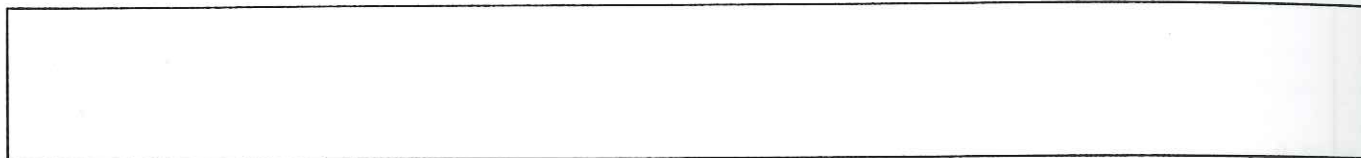


Fig. 5. A plot of the flux density of the 6.035 GHz line, integrated over velocity, versus the  $60\mu\text{m}$  IRAS flux density, multiplied by the total 6 GHz OH velocity range. The smooth line shows the locus of points where the OH and IR integrated fluxes are equal

The ratio  $S_{\text{radio}}/S_{\text{IR}}$  was also considered by Cohen et al. (1991) in their study of OH 6 cm maser sources in IRAS-selected star-forming regions. They found that the median value of this ratio was two orders of magnitude lower for OH 6 cm masers than for OH 18 cm masers. In Fig. 6 we compare results at 6 cm taken from Cohen et al. (1991) and from more recent work by Cohen et al. (1995) with those from the present work on OH 5 cm masers and those from Moore et al. (1988) on OH 18 cm masers. The 5 and 18 cm lines are polarized, so we have added the  $LC$  and  $RC$  intensities to derive the peak flux densities. We have used only the IRAS fluxes at  $60\mu\text{m}$  since the 60 and  $100\mu\text{m}$  correlations with OH integrated intensities are very similar. Fig. 6 shows a systematic decrease in the ratio  $S_{\text{radio}}/S_{\text{IR}}$  with increasing OH excitation. The median value is  $7 \cdot 10^{-3}$  for 18 cm OH,  $7 \cdot 10^{-4}$  for 5 cm OH, and  $1.1 \cdot 10^{-4}$  for 6 cm OH. This suggests that the maser pumping efficiency decreases systematically with increasing energy above the ground-state. In fact such a result was nicely demonstrated for the source W3(OH) by Cesaroni and Walmsley (1991), whose figure 11 shows maser optical depth falling systematically with increasing excitation energy. However, this is the first time that data have been available for a large number of sources to allow the general statistics of the radio-IR correlation to be examined in several OH lines. The data of Fig. 6 should provide important input to a new generation of more accurate maser models which treat simultaneously and self-consistently the OH excitation and radiative transfer. In addition, we note that when comparing the 6035 and 1665 flux densities, only 3 out of the 26 sources in our list (namely M17, OH45.12+0.3 and ON1) exhibit intensities *greater* at 6035 than at 1665 MHz. Therefore, assuming that time variability is a small effect this seems to be a rare occurrence, M17 being an extreme case with  $S(6035) \approx 4.7 S(1665)$ .

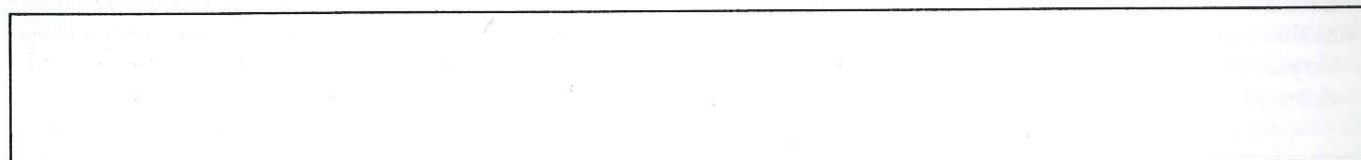


Fig. 6. For the sources detected in this survey, we show three histograms of the ratios of OH to  $60\mu\text{m}$  IR flux densities for 18 cm (Cohen et al. 1995), 6 cm (Moore et al. 1988) and 5 cm (this paper)

### 3.1.3. Variability

Table 3 shows that fourteen sources were observed twice, and that variability is present in several sources. In the time interval between our 1994 May and 1995 July observations the 6035 MHz integrated intensities ( $LC + RC$ ) vary from about 15 % (W3(OH)) to 55 % (e.g. W48 or 19111+1048). Variability is even more prominent in 18556+0136 and Cep A for which the 6035 MHz flux density increased by a factor of 3–3.5 from 1994 to 1995. Since the total uncertainty due to instrumental factors for both epochs amounts to about 10 – 12% (see Sect. 2.1), variability is well established. In W3(OH), however, we cannot firmly conclude on variability. We point out that eventual telescope pointing errors do not play a role in the observed variability



because the individual (VLBI) hot spots associated with 6035 MHz line features are distributed over compact regions (less than 0.5 arc sec, Desmurs et al. 1996) which are thus much smaller than the 100-m beamwidth. We also note that when the 6031 MHz line is detected at both epochs, the integrated intensity tends to vary in the same sense as that of the 6035 MHz line suggesting that both lines are excited in the same gas layers and/or that the same pumping mechanisms are at work for both lines. There is one exception, however, that of Cep A whose time variability in the 6035/6031 intensity ratio should be carefully monitored.

Several sources were observed at 6035 MHz over a 6-month time scale by Caswell and Vaile. Some changes were observed but most sources do not exhibit changes greater than 10 %. It is interesting to note that Rydbeck et al. (1970) observed strong time variability within two months in W75B. These results, and our observations over a 14-month interval indicate that variability exists over several characteristic time intervals. We find indications of variability over an even shorter time scale since eight sources in our sample, 18403–0417, 18507+0110, 18515+0157, 18556+0136, 18592+0108 (W 48), 19078+0901 (W 49), 19095+0930, and 19111+1048 were observed on 1994 March 21–25 and by Caswell and Vaile on May 20. The line profiles, sense of polarization, and peak intensities obtained with both Parkes and Effelsberg telescopes are similar for most sources, despite the fact that the source coordinates are not always identical. However, for W48 and W49, the relative intensity of some 6035 MHz features and the peak fluxes changed markedly with time. These changes indicate rapid time variations at 6035 MHz, thus implying typical maser sizes smaller than  $c \Delta t \approx 1.5 \cdot 10^{17} \text{ cm} \approx 0.05 \text{ pc}$  for  $\Delta t = 58 \text{ days}$ .

Several intense OH sources have now been studied over more than 20 years. It is remarkable that the spectral profile of W3(OH) has remained stable over 25 years. This suggests to us that saturated maser amplification takes place in strong sources. M17, the strongest source in our sample after W3(OH), was observed by us in 1995 July, by Caswell and Vaile in 1993 and 1994, and by Knowles et al. (1976). The 6035 MHz spectrum has remained essentially unchanged with two main features around 21.5 and 22.6  $\text{km s}^{-1}$  but with differing relative intensities. ON1, another strong 5 cm OH source was observed in circular polarization by Rickard et al. (1975). Comparing their intensity scale with ours is complicated. However, we find that their three main features, around 14.5  $\text{km s}^{-1}$ , are present in our spectra (but with some differences in relative intensity). These comparisons suggest that the strongest sources are saturated masers. Nevertheless, long term variability is present in the 5 cm OH spectra, since both relative and absolute intensities of individual features do change with time. In addition, for several sources studied at Parkes over a time interval of 20 years, Caswell and Vaile have noted large intensity changes in many features. This seems to be the case of Orion A for which the flux density is now below 0.3 Jy (see our Table 1), but which was around 2 Jy in each circular polarization at the time of the discovery by Knowles et al. (1976).

### 3.2. Satellite line sources

Satellite line emission or absorption was searched toward 19 sources (Table 4). The  $3\sigma$  limits achieved in our final spectra (see Sect. 2.2) are better or much better than those achieved for the main lines. However, we do not reach the LTE intensity limit, in which the 6017 and 6049 MHz lines are respectively 14 and 20 times weaker than the sum of the *RC* and *LC* main lines. From Table 4 we conclude that 5 cm satellite line radiation is very weak and that strong satellite line masers are not excited in the  $J = 5/2$  state of OH, although more observations undertaken at different epochs should be repeated to reach firmer conclusions. Even in the strongest OH source in the northern sky, W3(OH), for which we have now several epoch satellite line observations (see below), there is no trace of intense maser activity.

W3(OH) was observed in the satellite lines with the 100-m radiotelescope in 1981 (Guilloteau et al. 1984), 1989 (Kempf 1989), 1990 August, and 1995 July. Fig. 7 shows our best spectra obtained in 1995 after more than 2 hours of integration in each sense of polarization. Line parameters of the 6017 and 6049 MHz transitions are very similar in both polarizations; this is shown for example at 6049 MHz in Fig. 7a. Panels b and c show the average of *RC* and *LC* 6049 and 6017 MHz spectra. The gaussian fit parameters to the averaged spectra are the following:  $S_{\text{peak}} = -54 \text{ mJy}$  ( $1\sigma = 14 \text{ mJy}$ ),  $\Delta v = 1.89 \pm 0.27$ ,  $V_{\text{LSR}} = -45.02 \pm 0.10$  for the 6017 MHz line;  $S_{\text{peak}} = +180 \text{ mJy}$  ( $1\sigma = 14 \text{ mJy}$ ),  $\Delta v = 0.86 \pm 0.07$ ,  $V_{\text{LSR}} = -44.54 \pm 0.02$  for the 6049 MHz line. In the latter case the slightly asymmetric line profile could also be fitted by 2 nearby Gaussians with 155 and 60 mJy peak fluxes, and 0.51 and 1.67  $\text{km s}^{-1}$  linewidths, respectively. Guilloteau et al. (1984) detected satellite line emission at 6049 MHz with peak intensity and central velocity similar to ours but with a broader linewidth. They failed to detect the very faint 6017 MHz line absorption. Subsequent observations made in 1989 and 1990 compared with our 1995 data show that the satellite line profiles are essentially stable with time.

Taking  $S_{\text{cont}} \approx 0.7 \text{ Jy}$  at 6 GHz we find that the apparent peak opacities are of the order of  $-0.2$  and  $0.08$  for the emission and absorption, respectively. The actual opacities must be higher since VLA data show that the OH material does not cover the entire continuum source (e.g. Baudry and Menten 1995). The 6049 MHz emission line could correspond to a low gain maser. Such cases have been observed in the transitions from the  $^2\Pi_{1/2}$  ladder (Baudry et al. 1993). We also note that the satellite absorption and emission line centers, although falling within the OH velocity range do not coincide with the strongest 6035/6031 MHz maser features; rather these seem to be associated with the absorption features observed in several other excited-OH states and in particular with the  $^2\Pi_{1/2}$  absorption lines detected by Wilson et al. (1990) and mapped by Baudry et al. (1993). We conclude that there is no indication of strong maser activity in the 6 GHz satellite lines because: (i) The line profiles are strikingly similar



Fig. 7. The 6 GHz OH satellite lines. In (a) the ( $F = 3 - 2$ ) 6.049 GHz line ( $RC$  heavy,  $LC$  light contours). In (b) the sum of  $RC$  and  $LC$  for the 6.049 GHz line, and in (c) the 6.017 GHz ( $F = 2 - 3$ ) OH line. The intensity scales in (a) is the single polarization flux density, in Jy. In (b) and (c) this is the flux density for both polarizations. The continuous line in (c) corresponds to the gaussian fit discussed in Sect. 3.2

in both polarizations; (ii) The emission line is weak with a peak flux of  $\approx 0.18$  Jy and a linewidth larger than the 5 cm maser linewidth distribution; and (iii) There is no indication of variability in our spectra spanning the interval 1981-1995.

In addition to the W3(OH) results, our long integration observations of 1990 show that weak emission or absorption is detectable in some sources. We briefly discuss these results. Toward W3, at a position slightly different from W3A in Table 1 ( $RA = 2^h 21^m 50.4^s$  (1950) Dec =  $+61^\circ 52' 17''$ ), our 1990 spectra show a broad 6017 MHz absorption. This absorption is centered at  $\approx -40$  km s $^{-1}$  with a linewidth and peak flux around 2.5 km s $^{-1}$  and 60 mJy ( $1\sigma \approx 20$  mJy). This peak flux density is consistent with the  $3\sigma$  limit in our 1995 spectra, and the linewidth and center velocity are also consistent with our 6031/6035 MHz observations of 1995 (see Table 5). In W3A we can apply the sum rule to the apparent opacities or flux densities, writing  $S(6031)/14 + S(6035)/20 = S(6017) + S(6049)$ . Taking the flux densities measured at 6031, 6035 and 6017 MHz we obtain  $S(6031)/14 + S(6035)/20 \approx 50$  mJy which is consistent, to within the uncertainties, with the non-detection of the 6049 MHz line. W3 (continuum) was also observed by Gardner and Martin-Pintado (1983b) who detected weak 6017 MHz absorption consistent with our results. G10.6 - 0.4 is an ultra-compact HII region ( $RA = 18^h 07^m 30.7^s$  (1950) Dec =  $-19^\circ 56' 31''$ ) which we observed in both satellite lines. A weak 6017 MHz absorption was detected at  $\approx -3$  km s $^{-1}$  on two different days. The linewidth and peak flux density are of order 4.5 km s $^{-1}$  and 35 mJy ( $1\sigma \approx 15$  mJy), respectively. At 6049 MHz, a 45 mJy ( $1\sigma \approx 15$  mJy) and 4.5 to 5 km s $^{-1}$  wide emission was detected at  $\approx -2$  km s $^{-1}$ . This result is in good agreement with the  $J = 1/2$ , 6 cm line OH parameters determined by Gardner and Martin-Pintado (1983a) and Guilloteau et al. (1988). It is interesting to note that the 6035 MHz observations of this source by Caswell and Vaile revealed only weak ( $\approx 0.2$  Jy) emission. Although the continuum emission from G10.6 - 0.4 resembles that of W3(OH), the OH excitation properties of these sources are quite different. K3 - 50 and NGC 7538 are two other ultra-compact HII regions similar to W3(OH) and G10.6 - 0.4; these were observed at positions given in Table 1. Weak (40 to 20 mJy) 6049 MHz emission was detected in K3 - 50 and NGC 7538 at  $\approx -20$  and  $-59$  km s $^{-1}$ , respectively. The linewidths are uncertain, and this is why "?" is added after the letter *E* in Table 4. Finally, we note that in two other sources which were not observed here in the satellite lines, W33 and DR21, weak satellite lines were detected by Gardner and Martin-Pintado (1983b).

The 6 GHz satellite lines are not easily explained and strongly constrain any future OH models. The model of Cesaroni and Walmsley (1991) predicts no inversion at 6017 MHz whereas the 6049 MHz line should be strongly inverted. This is in contradiction with our observations of weak 6049 MHz emission in W3(OH) and three other sources, although the 6017 MHz line is not inverted in our spectra. With or without line overlap, Gray et al. (1991) predict both 6049 and 6017 MHz inversions. However, no emission has ever been observed from the 6017 MHz line. Finally, it is important to note (Pavlaakis and Kylafis 1996; and end of Sect. 3.1.1) that no reliable prediction of the excitation of the 5 cm lines can be made with insufficient knowledge of collision rates.

### 3.3. Main line absorption sources

OH absorption features were definitely detected in three and, perhaps in five sources of our sample (Table 1). Except in the case of W3A where we used 0.6 km s $^{-1}$  resolution, the spectral resolution was 0.18 km s $^{-1}$  everywhere. The line parameters of the definite detections of OH  $^2\Pi_{3/2}$ ,  $J = 5/2$  absorption are given in Table 5. Two sources exhibit both absorption and emission (18222-1317 and W 48). In two other sources, RAFGL 5456 and RAFGL 2210 (18355-0650), we observed possible absorptions around 27 and 43 km s $^{-1}$ . However, because of the shortness of the integration time these detections are tentative, and require confirmation.

Table 5. Line parameters of absorption sources

For W3A the line parameters were obtained from our 1994 spectra after we had averaged  $LC$  and  $RC$  spectra and after we had verified that each circularly polarized profile gave consistent results. The peak flux densities of both main lines are similar. This fact and the rather large widths of the absorptions, of order 2.5-3.5 km s $^{-1}$  compared to less than 0.35 km s $^{-1}$  for maser



features in general, suggest a quasi-thermal excitation of these lines. In such a case we expect 6035/6031 intensity ratios in the range 20/14 to 1 for the optically thin and thick cases. This is in approximate agreement with the observations. RAFGL 2147, or 18222–1317, a new OH source (see brief discussion in Sect. 2.2), is a different case because both absorption and emission are present. Our best fits to the spectra are given in Tables 2 and 5 for the emission and absorption, respectively. These line parameters are uncertain because the signal-to-noise ratios are low and the emission seems to be located on the edge of the absorption profile. Therefore the linewidth of  $0.3 \text{ km s}^{-1}$  ( $FWHP$ ) quoted for the absorption must be considered a lower limit. In W48, or 18592+0108, both weak absorption and strong emission are present in the 6035 MHz profile. We first used high quality 6031 MHz  $RC$  and  $LC$  polarized spectra to determine line parameters for an average from our 1994 and 1995 observations. We then made a Gaussian fit of the 6035 MHz absorption intensity and of all line parameters of the two emission features after we had fixed the linewidth and center velocity of the absorption feature, under the assumption that these parameters are similar to those in our averaged 6031 MHz  $LC + RC$  profile. The line parameters of the emission features are given in Table 2. The 6035 MHz absorption intensity from the averaged  $RC$  and  $LC$  profile is  $-0.19 \text{ Jy}$ , a value exactly equal to the 6031 MHz absorption intensity (Table 5). The 6031 and 6035 MHz profiles of W48 are presented in Fig. 8.

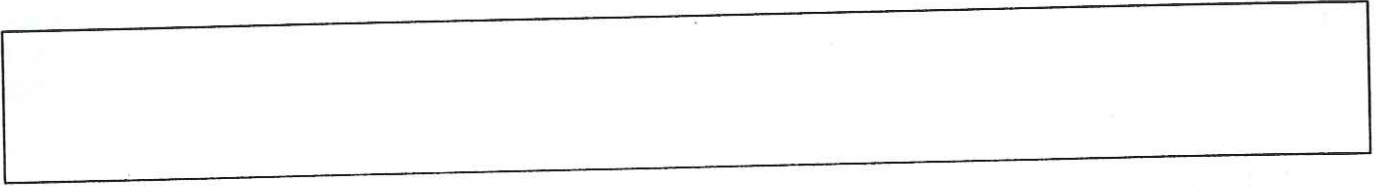


Fig. 8. In the upper two panels, the  $RC$  and  $LC$  polarized spectra for 6.035 GHz in W48 observed in July 1995. The intensities are for a single polarization. In the bottom panel is the 6.031 GHz spectrum with double polarization flux density scale. In this case the profile is an average from our 1994 and 1995 observations (see text)

#### 4. Circular polarization and Zeeman splitting of OH main lines

Our 6031/6035 MHz profiles are often circularly polarized, and this polarization is best expressed as  $P = (V/I)$  where  $I$  is the total intensity and  $V$  the difference between the right circularly and left circularly polarized intensities. Although a complete description of polarized radiation would require a measurement of all Stokes parameters, the percentage of circular polarization is directly given by the two Stokes parameters  $V$  and  $I$  and by the quantity  $P$  defined above. Our observations are not sensitive to linear polarization, and we assume that this can be neglected because no or little linear polarization was detected in the  $J = 5/2$  OH sources observed by Zuckerman et al. (1972) and Rickard et al. (1975). Therefore, by deriving the ratio  $|S_R - S_L|/(S_R + S_L)$ , where  $S_R$  and  $S_L$  correspond to flux densities in the  $RC$  and  $LC$  polarized emission for a given detected feature, we have a good estimate of the percentage of circular polarization  $P$ . For each polarized feature listed in Table 2 we measured in the other sense of polarization the corresponding flux density to estimate  $P$ , and for each determination of  $P$  we estimated an uncertainty from

$$\Delta P = 0.5(1 - P^2)(\Delta S_M/S_M) + 0.5(1 + P^2)(\Delta S_m/S_m)$$

where  $\Delta S_M = \text{Max}(\Delta S_R, \Delta S_L)$ ,  $\Delta S_m = \text{Min}(\Delta S_R, \Delta S_L)$  and  $S_M = \text{Max}(S_R, S_L)$ . We conservatively took  $\Delta S_M = 3\sigma$  from our spectra. Limiting ourselves to those features for which  $P$  is greater than the uncertainty obtained in the manner above, we obtained the list of features given in Table 6. The sense of polarization, and the derived values of  $P$  (and uncertainty) are given in the fourth and last columns of Table 6, respectively. The sense of polarization is noted  $R$  or  $L$  to indicate that  $S_M = \text{Max}(S_R, S_L)$  is either right- or left-circularly polarized. In some cases a given feature may lie at the edge of a strong feature with the other sense of polarization, so the sense of polarization,  $RC$  or  $LC$ , may be different from the polarization quoted in Table 2. For such features the sense of polarization is given in parentheses in Table 6. Among the 116 features in Table 6 about 34% exhibit polarization  $> 70\%$ ; there are several features having  $> 90\%$  polarization. Similarly, a high percentage of circularly polarized radiation is often observed in 18 cm OH masers. It is interesting to note that at 6035 MHz, where the signal is stronger than at 6031 MHz, the distribution of  $RC$  and  $LC$  features in Table 6 favors  $RC$  by about 53% (avoiding uncertain senses of polarization). We also note that in strong 6035 MHz sources the ratio of the  $RC$  integrated flux density to the  $LC$  integrated flux density favors right-circular polarization for W3(OH), 19111+1048, and ON1 (see Table 3). However, in several sources, including the intense emission from M17, the total integrated flux density in  $RC$  and  $LC$  polarization are nearly equal.

The basic theoretical treatment of maser radiation needed for the interpretation of the polarization properties is given in Goldreich et al. (1973). Later it was shown that circular polarization is due to overlap of Zeeman components (Deguchi and Watson 1986), rather than the accidental combination of magnetic field and velocity gradients, as proposed by Cook (1966). However, in a recent review Watson (1993) has shown that in saturated  $\text{H}_2\text{O}$  masers, intensity dependent circular polarization



can be obtained. Whether such a mechanism could explain polarization as high as the 70 to 90% observed in several OH masers is a complex theoretical problem. We rely below on the Zeeman effect to explain polarization properties of maser sources.

Because the Zeeman effect splits the OH lines, several authors have directly interpreted the frequency separation of left and right circularly polarized features in terms of magnetic field intensities (e.g. Zuckerman et al. 1972 for excited OH). This interpretation is based on the assumption that matching *RC* and *LC* polarized components arise from the same spatial location. This hypothesis is strongly supported by VLBI observations of W3(OH) which show indeed that several pairs of features with opposite polarization are spatially coincident (see Moran et al. 1978, and Desmurs et al. 1996 for the 5 cm OH line data, Garcia-Barreto et al. 1988 for the ground-state, and Baudry and Diamond 1996 for the  $J = 7/2$  state). Assuming that several of the circularly polarized features in Table 6 are caused by the Zeeman effect we tried to match pairs of features with nearby velocities and opposite senses of polarization (avoiding pairs with one feature lying on the edge of the other feature). Spectra from several sources were found to contain matched pairs. We fit these in Table 7. The pairs are identified with the line numbers given for both 6035 and 6031 MHz in column 2 of Table 2. In Table 7 we also give the center velocity of each pair, and the magnetic field strength using the velocity separation of each pair to derive

$$\Delta v \text{ (km s}^{-1}\text{)}/H \text{ (mG)} = 0.0562 \text{ and } 0.0787 \text{ at } 6035 \text{ and } 6031 \text{ MHz.}$$

The possible Zeeman patterns of Table 7 were unambiguously identified except in the case of 19120 +1103 where we could have selected the line pairs (2,8), (3,9) and (6,13). The latter case would give a field as strong as that of W3(OH). This is not impossible but we prefer the line pairing given in Table 7 because W3(OH) is so exceptional. In W3(OH) the Zeeman interpretation is strengthened by the fact that our  $-43 \text{ km s}^{-1}$  feature gives the same magnetic field in both main lines, and by our field strength measurements similar to those deduced from the interferometric observations of Moran et al (1978) and Desmurs et al. (1996). However, the single dish measurements cannot supersede interferometric observations which are needed to definitely prove that our candidate Zeeman pairs spatially coincide and thus are actually associated. We also know from the VLBI that a given velocity feature may be excited in slightly different areas thus making the single dish Zeeman interpretation difficult. Nevertheless, our estimates of the magnetic field seem reliable because they are based on features whose sense of polarization is well established and because we obtain consistent results from the 1994 and 1995 observations (where these are available). The fields span the range 3 to 9 mG, and as pointed out by Caswell and Vaile, there is no field greater than about 10 mG. The 10 mG upper limit is perhaps the maximum field strength allowed in OH masing regions. Presumably this simply reflects the fact that our measurements are made in regions of rather uniform density namely  $n(\text{H}_2) \approx 10^7 \text{ cm}^{-3}$ . We note that the field can also be much weaker being about or much less than 3 mG in several sources (W 48, S 68, M17, 19111+1048, 19201+1400, etc.) where we observe that the *RC* and *LC* profiles coincide to within  $0.18 \text{ km s}^{-1}$ . Finally, Table 7 shows that in six sources we have two or more field determinations at a given epoch and no reversal of the field direction is observed.

Table 7. Identification of possible Zeeman patterns

In 1974 Davies suggested that the magnetic fields observed in OH maser sources are directed in the sense of the general Galactic rotation. This idea was tested by Reid and Silverstein (1990) who identified reliable Zeeman pairs in 17 sources observed in the 18 cm OH line across the Galaxy. They found that 14 of their sources have line-of-sight field directions aligned in the direction of Galactic rotation. To further explore this suggestion we have added the 5 cm OH sources taken from our Table 7 (13 sources) and from a restricted sample of sources listed by Caswell and Vaile (28 sources from their Table 1) to the 17 sources of Reid and Silverstein. In the sample of Caswell and Vaile we have excluded sources with uncertain field determinations or sources where the field direction seems to reverse or to be complex. In all, we have 57 sources (W3(OH) is included in 2 sub-samples) distributed over most of the Galaxy. We stress that there is a qualitative difference between the Reid and Silverstein sample and our 5 cm OH sample, since for the latter we do not have VLBI observations to confirm Zeeman pairs. Nevertheless, we believe that our 5 cm OH restricted sample identifies highly plausible Zeeman pairs. Fig. 9 is a plot in the Galactic plane of the locations of the OH masers and of the line-of-sight direction and intensity of the magnetic field for all 57 sources. The intensity is indicated by the length of the arrows whose origins mark the Galactic positions. In Table 7 we sometimes give various field determinations (different features, and two epochs); since they are all consistent, the intensity plotted in Fig. 9 is taken to be the average of all measurements. In sources with ambiguous kinematical distances both distance determinations are plotted; this is the case for 18 sources which we show with dashed arrows.

Excluding the Galactic center, we find that 36 sources lie in the direction of Galactic rotation and 20 are in the counter-direction. This is statistically different from the results of Reid and Silverstein and from those of Caswell and Vaile who analyzed their data in a manner similar to ours. However, all three works agree that the dominant field alignment is consistent with the direction of Galactic rotation as determined from Faraday rotation measurements and ordered large-scale Galactic magnetic field. Reid and Silverstein and Caswell and Vaile have discussed several effects which may contribute to variations in the line-of-sight field direction and that reversals in the direction of the large-scale Galactic magnetic field are observed. Nevertheless, as suggested in previous work, our Fig. 9 tends to confirm the proposal that OH masers are useful probes of the large-scale structure of the Galactic magnetic field and that the fields deduced from OH masers are of Galactic origin. We do not



believe, however, that a simple Galactic star formation process which preserves the field direction is occurring in all cases since Fig. 9 shows several contradictory cases. One can find a number of reasons why the field direction may change. In particular: (i) The field is not dominant, and thus the direction of the field changes during the collapse of high mass stars (see Shu et al. 1987), and (ii) Fragmentation may give rise to regions with different magnetic field strengths. Detailed analysis is beyond the scope of this work and we refer to Heiles et al. (1991) for a critical review of the limitations in using maser sources to determine large-scale magnetic fields.

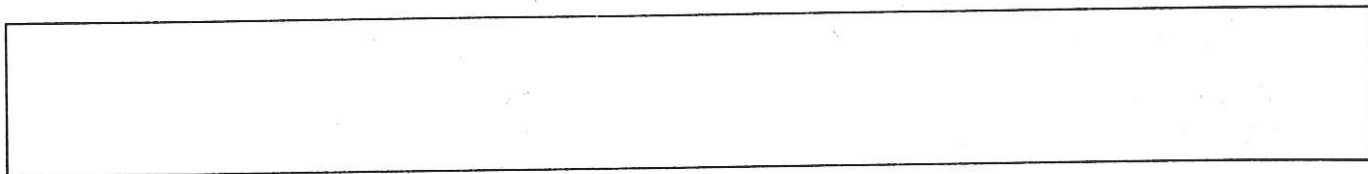


Fig. 9. Plot of 5 and 18 cm OH maser sources on the spiral pattern of the Galaxy. The length and the origin of the arrows indicate the intensity of the magnetic field and the position of the OH masers. The 10 mG intensity scale is shown in the bottom right corner. Both distance determinations are plotted in case of ambiguous kinematical distance; these cases are shown with dashed arrows. The spirals are taken from the most recent determination obtained by Y. Georgelin (1995, private communication)

## 5. Conclusions

Based on our survey of the two  $F = 3 - 3$  and  $F = 2 - 2$  main line transitions of the  $^2\Pi_{3/2}, J = 5/2$  levels of OH in both senses of circular polarization of 265 sources above  $\delta = -29^\circ$  we conclude the following:

1. We have discovered 15 new sources of OH in these transitions, 14 in emission and 1 exhibiting both absorption and emission. We assume that OH emission in the main lines is caused by masering; this is suggested by several properties of our source sample, namely time variability, polarized radiation and narrow linewidths.
2. The 6035 MHz line is more intense than the 6031 MHz line, but the latter is also present in many sources, in contrast to current models of OH maser excitation.
3. If the solid angles of emission for OH and  $\approx 60$ -100  $\mu\text{m}$  infrared are equal, then there are a sufficient number of IR photons to populate the  $^2\Pi_{3/2}, J = 5/2$  levels.
4. Comparing data for emission lines from the  $^2\Pi_{3/2}, J = 3/2, J = 5/2$  and  $^2\Pi_{1/2}, J = 1/2$  levels show that the ratio of OH integrated line flux densities to IR flux densities (integrated over the same velocity range) decline from a median value of  $7 \cdot 10^{-3}$  for the  $^2\Pi_{3/2}, J = 3/2$  line to  $7 \cdot 10^{-4}$  for the  $^2\Pi_{3/2}, J = 5/2$  line to  $1.1 \cdot 10^{-4}$  for the  $^2\Pi_{1/2}, J = 1/2$  line. Thus, maser pumping efficiency decreases for energy levels which are higher above the ground-state.
5. There is definite evidence for variability over a one year time scale in the 6035 MHz line in the source ON1, and over even shorter periods in several sources in common with the 6035 MHz line survey of Caswell and Vaile (1995). At the other extreme, W3(OH) shows no very clear sign of variability over a 20 year period of time. Between these two extreme examples, there are a number of sources which show some variability. The more intense sources may be saturated masers which are less likely to show rapid time variations.
6. We have derived the percentage of circular polarization in detected sources for 116 features and found that about 34 % had  $> 70\%$  polarization with several features above 90 % polarization.
7. Using the circular polarization information, we have tentatively identified Zeeman patterns and thus estimated total magnetic field strengths. There is a correlation of the field pattern with the direction of galactic rotation in 36 cases, but in the opposite direction in 20 cases. The large scatter in this correlation may reflect the fact that the direction of the magnetic field is not preserved in the star formation process.

Satellite line absorption or emission from the  $^2\Pi_{3/2}, J = 5/2$  levels of OH were also searched toward 19 sources. Sensitive measurements of the  $F = 3 - 2$  (6049 MHz) and  $F = 2 - 3$  (6017 MHz) satellite line transitions have resulted in a detection for the sources W3A and G10.6-0.4, a possible detection in K3-50 and NGC7538, and data for further epochs for W3(OH). In all cases, the  $F = 2 - 3$  line is in absorption, the  $F = 3 - 2$  line in emission. In W3(OH), there is no hint of time variability and the line intensities are equal in both senses of circular polarization. Thus the 6049 MHz satellite line is not an intense maser. Such behavior is not accounted for in current OH excitation models and will be an important constraint of future models.

**Acknowledgements.** We thank R. Cesaroni for several useful comments, and we thank both C.M. Walmsley and R. Cesaroni for their help during the observations. This work was supported by the CNRS URA No. 352. This research has made use of the SIMBAD database operated at CDS, Strasbourg, France.



## References

- Andresen P., Ondrey G.S., Titze B., Rothe E.W., 1984, *J. Chem. Phys.* 80, 2548
- Baudry A., Diamond P.J., 1996, *A&A* in preparation
- Baudry A., Menten K.M., 1995, *A&A* 298, 905
- Baudry A., Menten K.M., Walmsley C.M., Wilson T.L., 1993, *A&A* 271, 552
- Brand J., Cesaroni R., Caselli P., et al. 1994, *A&AS* 103, 541
- Bronfman L., Nyman L.-A., May J., 1996, *A&AS* 115, 81
- Caswell J.L., Vaile R.A., 1995, *MNRAS* 273, 328
- Cesaroni R., Walmsley M.C., 1991, *A&A* 241, 537
- Codella C., Felli M., Natale V., et al. 1994, *A&A* 291, 261
- Cohen R.J., Baart E.E., Jonas J.L., 1988, *MNRAS* 231, 205
- Cohen R.J., Masheder M.R.W., Caswell J.L., 1995, *MNRAS* 274, 808
- Cohen N.L., Willson R.F., 1981, *A&A* 96, 230
- Cook A.H., 1966, *Nature* 211, 503
- Davies R.D., 1974, *IAU Symposium* 60, p. 275, eds. Kerr F.J. and Simonson S.C.
- Deguchi S., Watson W.D., 1986, *ApJ* 300, L15
- Desmurs J.F. et al., 1996, *A&A* in preparation
- Garcia-Barreto J.A., Burke B.F., Reid M.J. et al., 1988, *ApJ* 326, 954
- Gardner F.F., Martin-Pintado J., 1983-a, *A&A* 121, 265
- Gardner F.F., Martin-Pintado J. 1983-b, *MNRAS* 204, 709
- Goldreich P., Keeley D.A., Kwan J.Y., 1973, *ApJ* 179, 111
- Gray M.D., Doel R.C., Field D., 1991, *MNRAS* 252, 30
- Gray M.D., Field D., Doel R.C., 1992, *A&A* 262, 555
- Guilloteau S., Baudry A., Walmsley C.M. et al., 1984, *A&A* 131, 45
- Guilloteau S., Forveille T., Baudry A et al., 1988, *A&A* 202, 189
- Heiles C., Goodman A.A., McKee C.F., Zweibel E.G., 1991, in *Protostars and Planets III*, eds. Matthews M. and Levy E.
- Kempf A., 1989, unpublished Diploma thesis, Bonn University
- Knowles S.H., Caswell J.L., Goss W.M., 1976, *MNRAS* 175, 537
- Kurtz S., Churchwell E., Wood D.S.O., 1994, *APJS* 91, 659
- Moore T.J.T., Cohen R.J., Mountain C.M., 1988, *MNRAS* 231, 887
- Moran J.M., Reid M.J., Lada C.J. et al., 1978, *ApJ* 224, L67
- Ott M., Witzel A., Quirrenbach A. et al., 1994, *A&A* 284, 331
- Palagi F., Cesaroni R., Comoretto G. et al., 1993, *A&AS* 101, 153
- Pavlakis K.G., Kylafis N.D., 1996, *ApJ* 467, 300 and 467, 309
- Reid M.J., Silverstein E.M., 1990, *ApJ* 361, 483
- Rickard L.J., Zuckerman B., Palmer P., 1975, *ApJ* 200, 6
- Rydbeck O.E.H., Kollberg E., Ellder J., 1970, *ApJ* 161, L25
- Shu F., Adams F.C., Lizano S., 1987, *Ann. Rev. A&A* 25, 23
- Watson W.D., 1993, in "The Structure and Content of molecular Clouds" p. 109, *Lectures Notes in Physics* No. 439, Springer-Verlag, eds. T.L. Wilson and K.J. Johnston
- Wilson T.L., Walmsley C.M., Baudry A., 1990, *A&A* 231, 159
- Yen J.L., Zuckerman B., Palmer P. et al., 1969, *ApJ* 156, L27
- Zuckerman B., Palmer P., Penfield H., et al. 1968, *ApJ* 153, L69
- Zuckerman B., Yen J.L., Gottlieb C.A., Palmer P., 1972, *ApJ* 177, 59

Table 1. Observations of the 6031 and 6035 MHz transitions of OH

IRAS Source	Other Name	Observed Coordinates 1950.0		LSR Velocity Range (kms <sup>-1</sup> )	Sensitivity <sup>1</sup> (Jy)			
		R.A. h m s	Dec. ° ' "		6031 MHz		6035 MHz	
					RCP	LCP	RCP	LCP
00494 + 5617	S 184	00:49:27.80	+56:17:28.00	-49,-10	< .13	< .11	< .11	< .10
02044 + 6031		02:04:29.00	+60:31:42.00	-70,-31	< .26	< .21	< .21	< .18
	W3(1)	02:21:40.80	+61:53:26.00	-54,-15	< .30	< .24	< .26	< .21
02219 + 6152	W3A, RAFGL326	02:21:55.30	+61:52:34.00	-100,-10	A	A	A	A
	W3(3)	02:22:06.10	+61:50:40.00	-59,-20	< .29	< .20	< .22	< .22
02230 + 6202	W3N	02:23:02.30	+62:02:24.01	-48,+15	< .33	< .25	< .20	< .23
02232 + 6138	W3(OH)	02:23:16.50	+61:38:57.00	-100,-26	E	E	E	E
02236 + 6142	FIR SSE 21	02:23:37.70	+61:42:03.01	-38,+16	< .18	< .19	< .17	< .17
02575 + 6017		02:57:35.60	+60:17:21.00	-53,-14	< .21	< .19	< .18	< .17
02589 + 6014	FIR SSE 36	02:58:56.30	+60:14:10.01	-38,+11	< .20	< .18	< .18	< .17
02593 + 6016	S 201	02:59:20.60	+60:16:07.99	-58,-15	< .26	< .27	< .23	< .21
03035 + 5819	RAFGL 437	03:03:33.20	+58:19:21.00	-38,-02	< .18	< .19	< .19	< .16
03037 + 5819	BFS26	03:03:46.70	+58:20:00.00	-38,+18	< .21	< .23	< .19	< .20
03245 + 3002		03:24:34.00	+30:02:36.00	-18,+21	< .21	< .19	< .22	< .17
04269 + 3510	RAFGL 585,LkHA101	04:26:57.20	+35:10:01.00	-8,+28	< .17	< .19	< .17	< .22
05327 - 0457	NGC1977 IRS6	05:32:46.40	-04:57:38.00	-70,+10	< .18	< .19	< .59	< .56
	Orion KL	05:32:46.70	-05:24:28.00	-17,+22	< .21	< .19	< .29	< .38
05330 - 0517	NU Ori	05:33:02.60	-05:17:49.00	-18,+15	< .34	< .28	< .24	< .30
05358 + 3543	X0535+357	05:35:48.80	+35:43:41.01	-37,+02	< .13	< .11	< .11	< .11
05375 + 3540	S 235A	05:37:32.10	+35:40:45.00	-18,+22	< .17	< .17	< .17	< .16
05378 + 3542		05:37:50.70	+35:42:54.00	-19,+22	< .20	< .17	< .16	< .18
05387 - 0149	CED 055P	05:38:47.70	-01:49:00.00	-70,+10	< .20	< .19	< .18	< .22
05391 - 0152	RAFGL 806	05:39:07.10	-01:52:45.00	-18,+15	< .25	< .24	< .22	< .22
05391 - 0217	NGC 2023	05:39:06.80	-02:17:18.00	-70,+10	< .21	< .22	< .21	< .18
05392 - 0214		05:39:13.70	-02:14:48.00	-18,+14	< .20	< .23	< .20	< .20
05393 - 0156	NGC 2024	05:39:18.00	-01:56:42.00	-18,+26	< .33	< .31	< .24	< .29
05445 + 0016	NGC 2071	05:44:33.70	+00:16:44.00	-20,+28	< .21	< .25	< .18	< .20
06053 - 0622	Mon R2	06:05:20.39	-06:22:31.00	-09,+30	< .16	< .13	< .24	< .25
06055 + 2039	S 252A	06:05:33.90	+20:39:47.00	-20,+26	< .18	< .20	< .19	< .17
06056 - 0621	BD-061418	06:05:37.50	-06:21:08.00	-20,+18	< .23	< .24	< .24	< .23
06056 + 2131	RAFGL 6366	06:05:40.90	+21:31:32.00	-08,+26	< .19	< .18	< .20	< .17
06058 + 2138		06:05:53.90	+21:38:57.00	-20,+28	< .12	< .09	< .16	< .13
06061 + 2151	RAFGL 5182	06:06:07.30	+21:51:12.00	-41,-02	< .14	< .12	< .11	< .11
06063 + 2040	RAFGL 5183	06:06:23.00	+20:40:02.00	-18,+18	< .19	< .20	< .18	< .19
06067 + 2037	S 252	06:06:42.70	+20:37:36.00	-18,+18	< .20	< .21	< .19	< .20
06084 - 0611	RAFGL 890	06:08:24.50	-06:11:12.00	-10,+29	< .15	< .12	< .28	< .48
06085 - 0613		06:08:31.40	-06:13:54.00	-18,+08	-	< .22	< .22	-
06086 - 0611		06:08:41.00	-06:11:49.00	-18,+08	-	< .21	< .26	-
06099 + 1800	S 255	06:09:57.90	+18:00:12.00	-02,+35	< .22	< .22	< .21	< .19
06117 + 1350	S 269	06:11:46.40	+13:50:33.00	-02,+32	< .25	< .22	< .22	< .19
07299 - 1651	RAFGL 5234	07:29:55.00	-16:51:47.00	+10,+42	-	< .25	< .33	-
09517 + 6954	M82	09:51:42.40	+69:54:59.01	-18,+15	-	< .25	< .22	-
	RAFGL 5449	18:07:54.90	-17:56:33.00	-10,+29	< .26	< .25	< .25	< .25
18089 - 1732	RAFGL 5451	18:08:56.40	-17:32:14.00	+12,+51	< .27	< .21	< .22	< .22
18089 - 1837	G 11.94-.04	18:08:56.70	-18:37:06.00	+20,+59	< .26	< .17	< .17	< .16
18097 - 1825	RAFGL 5451	18:09:01.50	-17:32:44.00	+01,+40	< .33	< .21	< .21	< .21
18108 - 1759	G 12.20-.11	18:09:47.40	-18:25:06.00	+07,+46	< .29	< .26	< .26	< .19
		18:10:52.40	-17:59:36.00	-20,+19	< .26	< .26	< .30	< .26
	RAFGL 5456,G11.94-.62	18:11:03.69	-18:54:18.00	+17,+56	< .25	< .24	A?	A?
18112 - 1801	G 12.73-.22	18:11:12.30	-18:01:16.00	-20,+19	< .31	< .24	< .22	< .21
18116 - 1646	G 13.88-.29	18:11:41.40	-16:46:19.00	-46,-08	< .33	< .24	< .22	< .24
18117 - 1753		18:11:43.70	-17:53:01.00	+18,+57	< .33	< .24	< .41	< .48
18134 - 1652		18:13:26.90	-16:52:23.00	+16,+55	< .28	< .17	< .16	< .16
18156 - 1343		18:15:38.60	-13:43:37.00	-85,-46	< .27	< .26	< .22	< .23
18174 - 1612	M17	18:17:29.30	-16:12:48.00	+02,+41	< .16	< .13	E	E



Table 1. Continued

IRAS Source	Other Name	Observed Coordinates 1950.0		LSR Velocity Range (kms <sup>-1</sup> )	Sensitivity <sup>1</sup> (Jy)			
		R.A. h m s	Dec. ° ' "		6031 MHz		6035 MHz	
					RCP	LCP	RCP	LCP
18179 - 1610	RAFGL 2147	18:17:59.00	-16:10:22.00	+00,+39	< .37	< .25	< .28	< .24
18196 - 1331		18:19:37.30	-13:31:45.00	+00,+39	< .36	< .25	< .23	< .21
18222 - 1317		18:22:12.80	-13:17:34.00	+34,+73	< .35	< .26	A, E	A, E
18228 - 1312		18:22:52.90	-13:12:06.00	+10,+49	< .30	< .25	< .23	< .21
18239 - 1228		18:23:58.50	-12:28:23.00	+45,+84	< .32	< .24	< .31	< .28
18248 - 1158	X1824-119 S 68 RAFGL 2177	18:24:50.40	-11:58:35.00	+08,+46	< .32	< .25	< .25	< .21
18253 - 1130		18:25:23.40	-11:30:58.00	+07,+46		< .26		< .26
18274 + 0112		18:27:25.00	+01:12:40.00	-12,+27	< .14	E	E	E
		18:28:48.50	-02:07:43.00	-20,+19	< .44	< .29	< .23	< .23
18295 - 1030		18:29:30.20	-10:30:50.00	+33,+72	< .23	< .26	< .22	< .22
18308 - 0911	RAFGL 2210	18:30:53.60	-09:11:40.00	-20,+19	< .38	< .21	< .21	< .18
18311 - 0809		18:31:10.40	-08:09:48.00	+83,+122	< .23	< .18	< .15	< .16
18317 - 0757		18:31:42.00	-07:57:12.00	+57,+96	< .27	< .23	< .20	< .21
18317 - 0918		18:31:43.40	-09:18:23.00	+54,+93	< .39	< .22	< .19	< .22
18318 - 0901		18:31:49.80	-09:01:30.00	-20,+19	< .27	< .21	< .21	< .19
18318 - 0903		18:31:56.20	-09:03:03.90	+57,+96	< .27	< .21	< .21	< .20
18319 - 0834		18:31:59.90	-08:34:50.00	+83,+122	< .35	< .26	< .25	< .42
18324 - 0809		18:32:29.90	-08:09:11.00	+54,+93	< .25	< .23	< .20	< .23
18341 - 0727		18:34:09.40	-07:27:23.00	+80,+119	< .30	< .24	< .21	< .20
18355 - 0650		18:35:32.60	-06:50:34.00	+40,+79	< .27	< .26	A?	A?
18403 - 0417	G 27.28+.15 OH 28.21-.05 OH 28.87+.06 RAFGL 2243	18:37:55.60	-05:00:35.00	-42,-03	< .27	< .20	< .22	< .19
18411 - 0338		18:40:19.50	-04:17:01.00	+77,+116	E	E	E	E
18416 - 0420		18:41:07.90	-03:38:40.90	+72,+120	< .19	< .20	< .17	< .18
18421 - 0404		18:41:39.79	-04:21:00.00	+63,+102	< .21	< .22	< .19	< .19
		18:42:10.10	-04:04:38.00	+67,+106	< .25	< .20	< .22	< .22
18434 - 0242	G 29.96-.02 G30.234	18:43:27.20	-02:42:35.00	+80,+119	< .23	< .21	< .20	< .21
18443 - 0231		18:44:21.70	-02:31:12.00	+90,+12	< .22	< .25	< .18	< .19
18443 - 0210		18:44:23.90	-02:10:44.00	+26,+65	< .29	< .24	< .21	< .23
18446 - 0150		18:44:38.10	-01:50:33.00	+80,+119	< .23	< .21	< .26	< .22
18446 - 0209		18:44:41.20	-02:09:42.00	+20,+56	< .21	< .22	< .18	< .20
18449 - 0115	G 31.41+.31 G 30.78-.02 W43, RAFGL 2251 G31.29+.05	18:44:59.60	-01:15:59.00	+82,+111	< .23	< .20	< .21	< .26
18449 - 0158		18:44:59.60	-01:58:47.00	+72,+111	< .37	< .34	< .30	< .36
18450 - 0205		18:45:00.50	-02:05:16.00	+72,+111	< .35	< .30	< .26	< .25
18450 - 0200		18:45:04.00	-02:00:42.00	+72,+120	< .36	< .28	< .24	< .30
18456 - 0129		18:45:39.60	-01:29:49.00	+88,+120	< .20	< .21	< .18	< .18
18461 - 0136	X1846-016 G 31.40-.26 RAFGL 5541	18:46:09.70	-01:36:38.00	-02,+37	< .29	< .22	< .21	< .21
18469 - 0132		18:46:59.20	-01:32:38.00	+65,+110	< .27	< .22	< .27	< .23
18479 - 0005		18:47:57.00	-00:05:33.00	-03,+36	< .42	< .23	< .23	< .23
18487 - 0015		18:48:47.90	-00:15:45.90	+13,+52	< .22	< .19	E	E
		18:50:17.50	+00:51:45.00	+89,+128	< .26	< .23	< .23	< .20
18507 + 0110	OH 34.26+.15 OH 35.03+.35 X1853+078	18:50:46.99	+01:10:49.00	+40,+87	< .20	< .18	E	E
18515 + 0157		18:51:32.69	+01:57:45.00	+25,+64	< .17	< .21	E	E
18530 + 0215		18:53:03.00	+02:15:13.00	+38,+77	< .28	< .22	< .22	< .22
18536 + 0753		18:53:38.99	+07:53:28.00	-20,+19	< .23	< .22	< .21	< .21
18537 + 0749		18:53:46.19	+07:49:30.00	+12,+51	< .36	< .22	< .21	< .24
18538 + 0216	OH 35.58-.03 OH 35.19-.74 W 48, G 35.20-1.74 RAFGL 2304 G 42.43-.26	18:53:52.30	+02:16:39.00	+32,+68	< .22	< .24	< .18	< .18
18556 + 0136		18:55:41.20	+01:36:28.00	+22,+61	< .22	< .19	E	E
18592 + 0108		18:59:14.50	+01:08:46.00	+26,+71	A	A	A, E	A, E
18594 + 0111		18:59:25.50	+01:11:47.00	+22,+61	< .17	< .15	< .16	< .15
		19:07:25.40	+08:14:49.00	+45,+84	< .22	< .20	< .32	< .45
19078 + 0901	W 49 H2O 43.8-0.1 G 45.07+.13 OH 45.12+.13	19:07:51.70	+09:01:11.00	-25,+34	E	E	E	E
19095 + 0930		19:09:30.20	+09:30:42.00	+20,+59	< .13	E	E	E
19110 + 1045		19:11:00.30	+10:45:42.00	+40,+83	< .23	< .20	< .20	< .21
19111 + 1048		19:11:06.20	+10:48:23.00	+38,+77	E	E	E	E
		19:11:47.50	+10:07:14.20	+38,+77	< .25	< .19	< .29	< .23
19120 + 1103	G 43.89-.78	19:12:00.40	+11:03:59.00	+37,+76	E	E	E	E
		19:12:02.80	+09:17:19.10	+31,+70	< .26	< .20	< .22	< .32

Table 1. Continued

IRAS Source	Other Name	Observed Coordinates 1950.0		LSR Velocity Range (kms <sup>-1</sup> )	Sensitivity <sup>1</sup> (Jy)			
		R.A. h m s	Dec. ° ' "		6031 MHz		6035 MHz	
					RCP	LCP	RCP	LCP
19181 + 1349	G 45.47+.05	19:12:04.30	+11:04:11.10	-35,+04	< .25	< .26	< .21	< .23
19201 + 1400	OH 48.60+.03	19:18:09.80	+13:49:46.00	+00,+39	< .31	< .24	< .19	< .21
19205 + 1403		19:20:08.50	+14:00:48.00	+50,+89	E	E	E	E
19207 + 1410		19:20:35.40	+14:03:19.00	+35,+74	< .30	< .28	< .26	< .27
		19:20:44.60	+14:10:50.00	+35,+89	< .25	< .20	< .90	< .82
19209 + 1421		19:20:54.60	+14:21:01.00	+34,+73	< .25	< .20	< .28	< .41
19213 + 1424	W51e/d, RAFGL 2381	19:21:22.30	+14:24:58.00	-08,+75	E	E	E	E
19230 + 1506		19:23:00.90	+15:06:28.00	-20,+19	< .17	< .16	< .14	< .13
19410 + 2336	X1941+235	19:41:04.20	+23:36:42.00	+13,+52	< .39	< .23	< .20	< .22
19442 + 2427		19:44:13.50	+24:28:00.00	+06,+45	< .27	< .21	< .20	< .19
19446 + 2505	S 88B	19:44:41.39	+25:05:17.00	+10,+49	< .29	< .26	< .35	< .28
19529 + 2704		19:52:56.00	+27:04:54.00	+04,+43	< .29	< .22	< .22	< .19
19592 + 3302		19:59:13.80	+33:02:47.00	-83,-44	< .21	< .17	< .15	< .15
19598 + 3324	K3-50	19:59:49.99	+33:24:20.01	-39,+38	E	E	E	E
20080 + 3119		20:08:02.99	+31:19:17.00	-18,+36	< .20	< .18	< .16	< .18
20081 + 3122	ON1, OH 69.5-1.0	20:08:09.90	+31:22:39.00	-10,+29	E	E	E	E
20126 + 4104	OH 78.12+3.63	20:12:41.00	+41:04:20.00	-22,+14	< .19	< .17	< .17	< .20
20178 + 4046		20:17:53.00	+40:47:00.00	-18,+16	< .20	< .20	< .17	< .16
20188 + 3928		20:18:50.69	+39:28:18.00	-18,+18	< .19	< .19	< .15	< .16
20197 + 3722	BC Cyg	20:19:46.60	+37:22:20.00	-22,+14	< .33	< .30	< .20	< .22
20197 + 3721	S 105, G 75.84+.40	20:19:46.79	+37:21:34.00	-20,+19	< .23	< .21	< .18	< .19
20198 + 3716	ON2, G75.77+.34	20:19:49.10	+37:16:15.99	-24,+15	< .28	< .25	< .20	< .21
20255 + 3712	S 106	20:25:33.59	+37:12:50.00	-20,+19	< .35	< .30	< .25	< .25
20264 + 4042	RAFGL 2586	20:26:24.80	+40:42:27.00	-18,+14	< .31	< .25	< .20	< .20
20275 + 4001	RAFGL 2591	20:27:35.19	+40:01:09.00	-30,+10	< .17	< .19	< .18	< .19
20277 + 3851	RAFGL 2593	20:27:45.60	+38:51:12.00	-18,+14	< .27	< .25	< .20	< .21
20304 + 3839		20:30:28.80	+38:39:31.00	-18,+18	< .22	< .22	< .18	< .18
20306 + 3841		20:30:36.89	+38:41:11.00	-18,+14	< .21	< .21	< .19	< .19
20306 + 4005	RAFGL 2602	20:30:39.40	+40:05:50.00	-20,+19	< .21	< .17	< .15	< .15
20333 + 4102	G 80.36+0.44	20:33:21.30	+41:02:53.01	-18,+18	< .25	< .23	< .20	< .21
20350 + 4126	DR 20	20:35:04.80	+41:26:02.00	-31,+18	E	E	E	E
	W75N	20:36:50.50	+42:27:01.00	-08,+31	< .17	< .15	E	E
	DR21(OH), W75S(OH)	20:37:13.70	+42:12:11.00	-22,+17	E?	< .22	E	E
	W75S(3)	20:37:16.60	+42:15:15.00	-21,+18	< .23	< .16	< .15	< .15
					< .21	< .16	E	E
21078 + 5209	X2107+521	21:07:50.90	+52:09:37.00	-18,+18	< .20	< .20	< .18	< .18
21078 + 5211	X2107+521	21:07:50.19	+52:11:29.00	-18,+14	< .20	< .19	< .19	< .20
21334 + 5039		21:33:24.00	+50:39:43.00	-65,-26	< .23	< .18	< .20	< .18
	RAFGL 2789	21:38:11.00	+50:00:43.00	-65,-26	< .23	< .17	< .20	< .17
21413 + 5442	LDN 1084	21:41:21.20	+54:42:30.00	-80,-33	< .13	< .10	E	E
22176 + 6303	S 140	22:17:41.10	+63:03:41.00	-28,+11	< .10	< .08	E	E
22506 + 5944		22:50:37.00	+59:44:50.00	-68,-29	< .26	< .17	< .19	< .16
22543 + 6145	Cep A	22:54:20.20	+61:45:55.00	-30,+18	E	E	E	E
22551 + 6221	Cep B	22:55:06.70	+62:21:41.00	-18,+14	< .20	< .20	< .19	< .19
22552 + 6218	S 155	22:55:17.20	+62:18:44.01	-20,+19	< .20	< .16	< .18	< .18
22566 + 5828		22:56:42.00	+58:28:44.99	-18,+18	< .18	< .18	< .17	< .20
22566 + 5830	S 152	22:56:36.99	+58:30:51.99	-60,-26	< .20	< .24	< .19	< .18
23030 + 5958	S 156A	23:03:04.90	+59:58:28.00	-18,+18	< .21	< .29	< .19	< .20
23113 + 6113	S 158	23:11:22.59	+61:13:56.00	-79,-31	< .17	< .13	< .13	< .13
				-18,+16	< .17	< .13	< .13	< .13
23116 + 6111	NGC 7538 IRS2	23:11:36.89	+61:11:56.99	-79,-40	< .11	< .10	E	E
23133 + 6050	RAFGL 3053	23:13:21.50	+60:50:47.01	-18,+18	< .21	< .20	< .19	< .20
23138 + 5945	RAFGL 3057	23:13:53.50	+59:45:36.99	-18,+18	< .22	< .20	< .16	< .19
23139 + 5943	S 157	23:13:58.40	+59:43:02.01	-18,+18	< .21	< .19	< .18	< .19
23151 + 5912		23:15:08.70	+59:12:25.00	-73,-34	< .20	< .18	< .18	< .17
				-18,+18	< .20	< .18	< .18	< .17

<sup>1</sup> E = Emission (see details in Tables 2 and 3); A = Absorption (see details in Table 5); the upper limits correspond to 3 $\sigma$



Table 2. Line parameters of maser emission sources observed in 1995 July<sup>1</sup>

Source	Line id Number	6031 MHz			Line id Number	6035 MHz		
		Velocity (kms <sup>-1</sup> )	Peak flux density (Jy)	Linewidth (kms <sup>-1</sup> )		Velocity (kms <sup>-1</sup> )	Peak flux density (Jy)	Linewidth (kms <sup>-1</sup> )
W3(OH)	Right 1	-47.30	0.3	0.38	Right 1	-48.69	0.9	0.30
	2	-46.75	0.2	0.20	2	-47.75	2.8	0.30
	3	-46.13	0.5	0.30	3	-46.83	5.2	0.50
	4	-45.30	0.4	0.50	4	-46.12	2.6	0.40
	5	-44.81	1.2	0.40	5	-44.91	18.1	0.40
	6	-44.14	1.2	0.38	6	-43.87	12.7	0.50
	7	-43.23	3.6	0.44	7	-43.25	21.4	0.40
	8	-42.69	22.8	0.37	8	-42.80	78.7	0.30
	9	-42.31	40.7	0.26	9	-42.49	63.6	0.30
	10	-41.89	6.2	0.18	10	-42.00	20.0	0.50
	Left 11	-46.70	0.5	0.30	Left 11	-48.71	0.9	0.30
	12	-45.82	0.6	0.22	12	-47.73	1.5	0.40
	13	-45.52	0.5	0.25	13	-47.23	3.1	0.40
	14	-45.18	1.1	0.27	14	-46.64	2.4	0.40
	15	-44.93	0.8	0.25	15	-45.40	8.0	0.35
	16	-44.40	2.0	0.40	16	-45.00	11.6	0.40
	17	-43.97	2.7	0.30	17	-44.03	18.3	0.50
	18	-43.33	49.3	0.33	18	-43.25	115.4	0.30
	19	-42.75	8.0	0.32	19	-42.80	33.9	0.40
18174-1612 (M17)	Right 1	22.60	0.1?	0.18?	20	-41.90	1.5	0.30
					Right 1	21.52	13.3	0.26
					2	22.63	13.7	0.24
					3	23.25	0.5	0.29
					Left 4	21.47	10.0	0.31
					5	22.63	13.3	0.24
18222-1317	Right 1	22.60	0.1?	0.18?	6	23.60	1.2	0.35
					Right 1	59.02	0.17	0.18
18274+0112 (S 68)	Left 1	8.18	0.1	0.18	Left 2	59.02	0.18	0.30
					Right 1	9.27	0.1	0.33
					2	10.22	0.1	0.18
					Left 3	9.23	0.1	0.50
18403-0417	Right 1	95.05	0.4	0.33	Right 1	95.00	1.0	0.50
					2	96.15	1.5	0.41
					Left 3	94.58	0.8	0.48
					4	96.17	2.6	0.30
18487-0015	Left 2	94.31	0.2	0.41	Right 1	30.99	0.1	0.18
					2	31.93	0.2	0.23
					3	32.80	0.1	0.46
					4	33.67	0.4	0.24
					Left 5	33.96	0.2	0.22
18507+0110	Right 1	55.88	0.4	0.22	Right 1	55.88	0.4	0.22
					2	61.94	1.0	0.27
					Left 3	55.93	0.2	0.15
					4	59.57	0.3	0.18
					5	62.29	1.0	0.38
18515+0157	Right 1	45.68	4.5	0.38	Right 1	45.68	4.5	0.38
					Left 2	45.39	3.4	0.33
18556+0136	Right 1	29.33	0.4	0.27	Left 2	28.92	0.3	0.18
					3	30.43	0.4	0.18
					Right 1	43.35	0.4	0.60
18592+0108 (W 48)	Left 2	44.31	0.2	0.64	2	44.31	0.2	0.64
					Left 3	43.29	0.4	0.61
					4	44.35	0.2	0.58
					Right 1*	-1.86	0.3	0.29
19078+0901 (W 49)	Left 2*	10.45	0.3	0.76	2	10.27	0.5	0.47
					3	10.93	0.6	0.37
					4	13.40	0.3	0.27
					5	13.90	0.2	0.45
					6	17.12	0.5	0.18
					7	18.31	0.3	0.64
					8	20.03	0.2	0.26
					Left 9	10.55	0.5	0.36
					10	11.23	0.6	0.32
					11	13.54	0.3	0.57
					12	17.07	0.4	0.26
					13	18.30	0.2	0.25
19095+0930	Left 1	40.50	0.1?	0.5?	Right 1	40.50	0.4	0.30
					2	41.27	0.2	0.20
					3	42.26	0.3	0.18
					4	43.73	0.1?	0.63?
					Left 5*	39.16	0.1	0.20
					6	40.34	0.2	0.60
					7	41.05	0.1	0.18
					8	42.04	0.2	0.25

Table 2. Continued

Source	Line id Number	6031 MHz			Line id Number	6035 MHz		
		Velocity (kms <sup>-1</sup> )	Peak flux density (Jy)	Linewidth (kms <sup>-1</sup> )		Velocity (kms <sup>-1</sup> )	Peak flux density (Jy)	Linewidth (kms <sup>-1</sup> )
19111+1048	Right 1	53.67	0.2	0.50	Right 1*	52.13	0.2	0.55
	Left 2	53.85	0.1	0.5?	2	53.73	1.4	0.47
					3	54.39	3.4	0.40
					4	55.53	0.6	0.33
					5*	56.38	0.2	0.52
					Left 6	53.91	1.6	0.39
					7	54.55	1.5	0.52
					8	55.59	0.5	0.41
19120+1103	Right 1	64.92	0.2	0.29	Right 1	64.37	0.5	0.18
	2	66.33	0.1	0.40	2	64.96	0.9	0.27
	3	66.93	0.1	0.40	3	65.72	0.7	0.53
	4	68.22	0.2	0.55	4	66.32	1.5	0.25
	5	68.85	0.2	0.43	5	66.98	0.4	0.50
	Left 6	65.28	0.2	0.30	6	68.19	0.6	0.40
	7	66.47	0.3	0.30	7	68.77	0.6	0.39
	8	67.90	0.2	0.18	Left 8	64.55	0.5	0.20
					9	65.24	0.6	0.32
					10	65.99	0.8	0.23
					11	66.41	3.7	0.24
					12	67.35	0.5	0.50
					13	67.81	0.8	0.40
					14	68.26	0.4	0.30
19201+1400	Right 1	69.28	0.4	0.18	Right 1	67.06	0.8	0.22
	Left 2	69.34	0.1	0.18	2	67.73	2.2	0.28
					3	69.21	1.9	0.24
					Left 4	66.94	0.9	0.20
					5	67.58	1.0	0.25
					6	69.33	1.2	0.34
19213+1424 (W51 e/d)	Right 1	53.47	0.7	0.45	Right 1	52.67	0.3	0.46
	2	54.29	0.1	0.41	2	53.45	0.4	0.34
	Left 3	53.07	0.5	0.60	3	55.43	1.0	0.61
	4	54.00	0.2	0.50	4	57.66	1.5	0.52
					Left 5	52.40	0.2	0.28
					6	53.12	0.3	0.50
					7	54.25	0.2	0.30
					8	55.21	1.1	0.50
					9	57.36	1.2	0.63
					10	58.69	0.4	0.30
19598+3324 (K3-50)	Right 1	-19.65	0.2	0.32	Right 1	-19.69	0.6	0.41
	Left 2	-19.70	0.1	0.50	2	-18.83	1.1	0.26
	3	-19.06	0.2	0.40	Left 3	-19.18	0.7	0.44
					4	-18.53	0.7	0.33
20081+3122 (ON 1)	Right 1	13.91	0.9	0.26	Right 1	-0.71	1.1	0.42
	Left 2	14.24	0.6	0.26	2	13.89	3.4	0.32
					3	14.60	13.1	0.24
					4	15.31	2.1	0.28
					Left 5	-0.56	2.8	0.22
					6	0.06	0.8	0.30
					7	0.50	0.2	0.18
					8	1.27	0.2	0.24
					9	2.20	0.2	0.31
					10	14.05	1.4	0.48
					11	14.63	3.5	0.25
					12	15.58	1.5	0.28
20350+4126	Right 1	-11.03	0.5	0.23	Right 1	-11.01	0.9	0.34
	Left 2	-10.82	0.7	0.27	2	-9.75	4.2	0.22
					Left 3	-10.84	1.6	0.22
					4	-9.51	11.6	0.15
W75N					Right 1	7.12	0.3	0.18
					2	8.25	0.4	0.26
					Left 3	6.68	0.2	0.23
					4	7.83	0.5	0.25
W75S(OH)	Right 1	-4.39	0.1?	0.30?	Right 1	-8.78	0.1	0.18
					2	-4.32	0.3	0.19
					3	-2.22	0.1	0.18
					Left 4	-4.20	0.3	0.21
					5	-2.13	0.2	0.19
W75S(3)					Right 1	-8.75	0.9	0.19
					2	-2.27	1.1	0.18
					Left 3	-8.59	0.2	0.18
					4	-2.10	1.0	0.18
21413+5442	Right 1				Right 1	-61.29	1.6	0.22
	Left 2				Left 2	-61.37	1.7	0.22
22176+6303 (S140)					Right 1	-8.08	0.4	0.20
					Left 2	-8.24	0.4	0.20



Table 2. Continued

Source	Line id Number	6031 MHz			Line id Number	6035 MHz		
		Velocity (kms <sup>-1</sup> )	Peak flux density (Jy)	Linewidth (kms <sup>-1</sup> )		Velocity (kms <sup>-1</sup> )	Peak flux density (Jy)	Linewidth (kms <sup>-1</sup> )
22543+6145 (Cep A)	Right 1*	-9.80	0.2	0.30	Right 1	-9.77	0.6	0.34
	2	-8.57	0.5	0.27	2	-9.16	0.4	0.28
	Left 3	-10.14	0.1	0.32	3	-8.64	0.4	0.28
	4	-9.46	0.1	0.33	Left 4	-10.04	0.6	0.25
	5	-9.05	0.2	0.29	5	-9.43	0.2	0.30
23116+6111 (NGC 7538)					6	-8.96	0.1	0.26
					Right 1	-60.65	0.1	0.20
					2	-59.09	1.0	0.46
					Left 3	-59.10	1.0	0.44

<sup>1</sup> When a feature was detected in 1994 May only, we add an asterisk in the column Line id Number (see text).

Table 3. Integrated flux densities of maser sources

Source	$\int$ Sdv (Jy kms <sup>-1</sup> )				Distance (kpc)	Luminosity (Jy kms <sup>-1</sup> kpc <sup>2</sup> )		Period <sup>1</sup>
	6031 MHz Right	6031 MHz Left	6035 MHz Right	6035 MHz Left		6031 MHz	6035 MHz	
W3(OH)	24.58 20.68	22.92 18.24	86.44 73.22	79.10 69.62	2.2	230 188	801 691	J M
05392-0214			0.04	0.05	1.8, (14.6)		0.3, (19)	M
18174-1612 (M17)			7.39	7.46	2.5		93	J
18222-1317			0.03	0.07	4.6, (11.7)		2.1, (14)	J
18274+0112 (S68)		0.03?	0.07	0.03	0.7, (13.8)		0.05, (19.0)	J
18403-0417	0.16 0.44	0.08 0.39	1.22 1.96	1.30 2.19	6.0, 8.9	8.6, 19.0 30, 66	91, 200 149, 330	J M
18487-0015			0.20	0.05	2.0, 12.2		1, 37	J
18507+0110			0.30 0.28	0.36 0.21	3.9, 10.16		10.0, 68 7.4, 51	J M
18515+0157			1.88 2.03	1.24 1.60	3.0, (10.9)		28, (371) 33, (431)	J M
18556+0136			0.14	0.21 0.09	2.1, 11.8		1.5, 49 0.4, 13	J M
18592+0108 (W48)			0.39 0.97	0.35 0.58	3.0, (10.9)		7, (88) 14, (184)	J M
19078+0901 (W49)	0.20	0.20	0.83 1.10	0.80 1.10	11.4	52	212 286	J M
19095+0930		0.04?	0.42 0.54	0.36 0.56	2.7, 9.4		5.7, 70 8.0, 97	J M
19111+1048	0.08 0.08?	0.08? 0.36	2.48 7.43	1.72 1.61	4.1, 7.9	2.7, 10 7.4, 27	71, 262 152, 564	J M
19120+1103	0.38	0.24	1.58	1.96	6.0	22	127	J
19201+1400	0.05	0.02	1.37	0.68	5.6	2.2	64	J
19213+1424 (W51 e/d)	0.36	0.50	1.85	2.13	7.0	42	195	J
19598+3324 (K3-50)	0.13	0.16	0.57	0.54	8.1	19	73	J
20081+3122 (ON1)	0.25 0.23	0.18 0.18	5.67 3.80	3.37 2.89	1.0, 5.0	0.4, 11 0.4, 10	9.0, 226 6.7, 167	J M
20350+4126 (DR20)	0.13 0.10	0.16 0.17	1.33 1.30	2.29 *2	4.8	6.7 6.2	83 30	J M
W75N			0.15	0.14	2.0		1.2	J
W75S(OH)	0.03?		0.08	0.11	2.0		.8	J
W75S(3)			0.59	0.29	2.0		3.5	J
21413+5442			0.39 0.32	0.40 0.39	7.5		44 40	J M
22176+6303 (S140)			0.09	0.08	1.4		0.3	J
22543+6145 (Cep A)	0.18 0.25	0.08 0.11	0.38 0.09	0.25 0.05	0.7	0.1 0.2	0.3 0.06	J M
23116+6111 (NGC7538)			0.59 0.56	0.58 0.62	3.5		14 15	J M

<sup>1</sup> J and M correspond to spectra obtained in 1995 July and 1994 May, respectively

<sup>2</sup> The left circular 6035MHz spectrum was strongly corrupted



Table 4. Observations of the 6017 and 6049 MHz transitions of OH

IRAS Source	Other Name	LSR Velocity Range (kms <sup>-1</sup> )	3 $\sigma$ limit (Jy)	
			6017 MHz	6049 MHz
02219 + 6152	W3A, RAFGL326	-57,-19	< 0.14, A <sup>1</sup>	< 0.14
02232 + 6138	W3(OH)	-60,-30	A <sup>2</sup>	E <sup>2</sup>
06053 - 0622	Mon R2	-08,+30	< 0.12	< 0.14
	G10.6-0.4	-45,+35	A <sup>1</sup>	E <sup>1</sup>
18174 - 1612	M17	+02,+41	< 0.15	< 0.14
18179 - 1610		+01,+39	< 0.09	< 0.08
18403 - 0417	OH 28.21-.05	+78,+116	< 0.06	< 0.07
18449 - 0158	G 30.78-.02	+76,+108	< 0.10	< 0.11
18450 - 0200	W43, RAFGL 2251	+76,+108	< 0.16	< 0.15
18515 + 0157	OH 35.03 +.35	+26,+64	< 0.07	< 0.06
19120 + 1103		+46,+84	< 0.07	< 0.08
19201 + 1400		+48,+88	< 0.08	< 0.07
19213 + 1424	W51e/d, RAFGL 2381	+36,+75	< 0.16	< 0.19
19598 + 3324	K3-50			E <sup>1</sup> ?
20081 + 3122	ON1, OH 69.5-1.0	-10,+29	< 0.08	< 0.07
	W75N	-11,+27	< 0.07	< 0.06
22176 + 6303	S 140	-28,+11	< 0.06	< 0.06
22543 + 6145	Cep A	-30,+09	< 0.06	< 0.07
23116 + 6111	NGC 7538 IRS2	-78,-40	< 0.11	< 0.12, E <sup>1</sup> ?

<sup>1</sup>Source observed in 1990 August; position and line parameters given in text

<sup>2</sup>Line parameters given in text

Table 5. Line parameters of absorption sources

Source	Line	LSR Velocity (kms <sup>-1</sup> )	Linewidth (kms <sup>-1</sup> )	Peak flux density (Jy)
02219+6152 (W3A)	6035	-39.71	2.86	-0.38
	6031	-39.45	3.49	-0.41
18222-1317 <sup>1</sup> (RAFGL 2147)	6035	+58.37	(0.30)	-0.40
18592+0108 <sup>1</sup> (W48)	6035	42.44	2.54	-0.19
	6031	42.44	2.54	-0.19

<sup>1</sup>See text for derivation of line parameters

Table 6. The sense and percentage of circular polarization of maser features <sup>1</sup>

Source	Line	LSR <sup>2</sup> Velocity (kms <sup>-1</sup> )	Sense of Polarization	Polarization <sup>3</sup> (%)
W3OH	6035 R	-47.75	R	29.54(04)
		-46.83	R	51.79(03)
		-46.12	R	70.14(06)
		-44.91	R	25.66(01)
		-43.25	(L)	67.72(01)
		-42.80	R	46.65(01)
		-42.49	R	66.79(01)
		-42.00	R	85.49(01)
		-47.73	(R)	14.76(07)
		-47.23	L	51.06(04)
	6035 L	-46.64	(R)	11.04(04)
		-45.40	L	66.85(02)
		-45.00	(R)	25.66(01)
		-44.03	L	21.81(01)
		-43.25	L	67.72(01)
		-42.80	(R)	46.65(01)
		-42.80	(L)	52.25(43)
		-46.75	(L)	51.62(16)
		-44.81	R	14.93(13)
		-44.14	R	84.07(06)
	6031 R	-43.23	(L)	61.63(01)
		-42.69	R	97.39(01)
		-42.31	R	97.20(04)
		-41.89	R	52.25(40)
		-46.70	L	63.97(36)
		-45.82	L	41.36(17)
		-45.18	L	69.67(11)
		-44.40	L	37.48(07)
		-43.97	L	88.90(01)
		-43.33	L	47.08(03)
		-42.75	(R)	
18174-1612 (M 17)	6035 R	+21.51	R	21.52(06)
18403-0417	6035 R	+95.00	R	78.41(20)
		+96.15	(L)	18.93(09)
		+94.58	L	37.55(19)
		+96.17	L	18.93(05)
		+95.05	R	71.72(60)
18487-0015	6031 R			
18507+0110	6035 R	+33.67	R	59.06(40)
	6035 L			
18515+0157	6035 R	+61.94	R	74.80*(27)
	6035 L	+62.29	L	89.79(30)
18556+0136	6035 R	+45.68	R	75.44(05)
	6035 L	+45.39	L	45.83(05)
18592+0108 <sup>1</sup> (W 48)	6035 R	+29.33	R	60.15*(50)
	6035 L	+30.43	L	93.59(75)
19078+0901 (W 49)	6035 R	+43.39	R	17.12(12)
		+44.32	R	26.98(15)
		+43.38	R	17.12(16)
		+44.32	R	26.98(25)
19111+1048 <sup>1</sup>	6035R	+10.27	R	84.86(65)
		+10.93	R	53.67(45)
		+10.55	L	34.18*(34)
		+11.23	L	86.00(51)
19111+1048 <sup>1</sup>	6035L	+53.65	R	77.50(9)
		+54.32	R	86.65(3)
		+55.43	R	60.20(21)
		+53.90	R	20.58(13)
		+54.55	R	42.66(13)



Table 6. Continued

Source	line	LSR <sup>2</sup> Velocity (kms <sup>-1</sup> )	Sense of Polarization	Polarization <sup>3</sup> (%)
19120+1103	6035 R	+64.37	R	48.64*(35)
		+64.96	R	97.25(22)
		+65.72	R	49.48(25)
		+66.32	(L)	15.25(08)
		+68.19	R	20.81(21)
	6035 L	+68.77	R	70.88(33)
		+64.55	L	49.13(32)
		+65.24	L	67.76(23)
		+65.99	L	30.92(19)
		+66.41	L	62.61(05)
		+67.35	L	65.42(35)
		+67.81	L	53.35(21)
	6031 R	+66.33	(L)	46.00(2)
	6031 L	+66.44	L	46.26(45)
19201+1400	6035 R	+67.73	R	81.37(15)
		+69.21	R	47.68(14)
	6035 L	+69.33	(R)	47.68(45)
	6031 R	+69.28	R	85.87(47)
19213+1424 (W 51 e/d)	6035 R	+55.43	R	37.79(26)
		+57.66	R	60.66(20)
	6035 L	+55.21	L	18.79(19)
	6031 L	+53.07	L	71.80(23)
		+54.00	L	26.57(17)
19598+3324 (K3-50)	6035 R	-19.69	R	70.19*(22)
		-18.83	R	55.27(10)
	6035 L	-19.18	L	93.18(20)
		-18.53	L	71.81(16)
20081+3122 (ON 1)	6035 R	-0.71	R	14.25(05)
		+13.89	R	56.88(06)
		+14.60	R	58.09(02)
		+15.31	R	72.01(12)
		-0.56	L	57.09(08)
	6035 L	+0.06	L	71.33*(30)
		+14.05	(R)	26.82(13)
		+14.63	(R)	58.09(06)
		+15.58	L	47.22(14)
		+13.91	R	88.07(32)
	6031 L	+14.24	L	56.04(38)
20350+4126	6035 R	-9.75	R	94.88*(07)
	6035 L	-10.84	L	57.30(15)
		-9.51	L	84.00(02)
		-11.03	R	54.42(52)
	6031 L	-10.82	L	56.59*(37)
W75N	6035 R	+7.12	R	49.88*(48)
		+8.25	R	93.60(40)
	6035 L	+6.68	L	91.54(80)
W75S(3)		+7.83	L	94.18(31)
	6035 R	-8.75	R	97.89(20)
		-2.27	R	88.28(15)
21413+5442 <sup>1</sup>	6035 L	-2.10	L	22.70(11)
	6035R	-61.32	(L)	15.58(7)
	6035L	-61.36	L	15.58(5)
22176+6303 (S 140)	6035 R	-08.08	R	68.66(20)
	6035 L	-08.24	L	64.45(20)
22543+6145 (Cep A)	6035 R	-09.77	R	94.60(17)
		-09.16	R	77.91(24)
		-08.64	R	90.01(26)
	6035 L	-10.04	L	80.99(15)
		-09.43	L	45.42(39)
	6031 R	-08.57	R	98.94(17)

<sup>1</sup>Polarization derived from the 1995 July spectra except for 18592+0901, 19111+1048 and 21413+5442 whose polarization is derived from the 1994 May spectra

<sup>2</sup>The velocity corresponds to the features identified in Table 2

<sup>3</sup>The number in parenthesis is the polarization estimated error (see text). An asterisk means that one of the two spectra at a given velocity is negative or has been truncated; the corresponding r.m.s. flux is used to derive the percentage of polarization

Table 7. Identification of possible Zeeman patterns

Source	Line	1995 July			1994 May	
		Associated Line Numbers <sup>1</sup>	Center Velocity (kms <sup>-1</sup> )	Field (mG)	Center Velocity (kms <sup>-1</sup> )	Field (mG)
W3OH	6035	8,18	-43.03	+8.0	-43.04	+6.4
		5,15	-45.16	+8.7	-45.18	+7.3
		3,13	-47.03	+7.1	-47.08	+4.8
	6031	8,18	-43.01	+8.1	-43.02	+7.7
		6,16	-44.27	+3.3		
18403-0417	6035	5,14	-45.00	+4.7		
		1,3	+94.80	+7.5	+94.78	+6.2
		2,5	+62.12	-6.2	+62.09	-6.6
	6035	1,2	+45.53	+5.2	+45.54	+5.2
	6035	2,9	+10.41	-5.0	+10.40	-5.3
19120+1103	6035	3,10	+11.08	-5.3	+11.08	-5.5
		1,8*	+64.46	-3.2		
		2,9*	+65.10	-5.0		
	6035	3,10*	+65.86	-4.8		
		3,8	+55.32	+3.9		
19213+1424	6035	1,5	-00.64	-2.7		
		4,12	+15.45	-4.8	+15.42	-5.7
		1,2	+14.08	-4.2	+14.06	-3.2
	6031	2,4	-09.63	-4.3		
	6035	1,2	-10.93	-2.7	-10.95	-3.2
20350+4126	6035	1,3	+06.90	+7.8		
		2,4	+08.04	+7.5		
		2,4	-02.19	-3.0		
	6035	1,2	-08.16	+2.8		
	6035	1,4	-09.91	+4.8		
W75N	6035	2,5	-09.30	+4.8		
	6035					
	6035					
W75S(3)	6035					
	6035					
	6035					
22176+6303	6035					
	6035					
	6035					
22543+6145	6035					
	6035					
	6035					

<sup>1</sup>Line identification numbers as listed in Table 2  
 \* Another feature pairing although less likely is possible (see text)



$^2\Pi_{3/2}$   
OH Energy Ladder

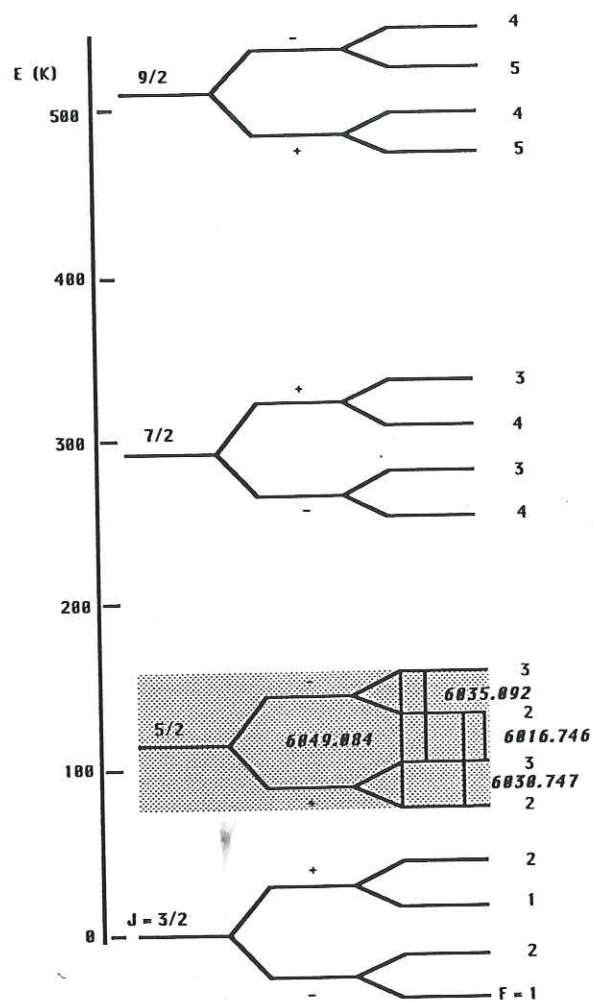
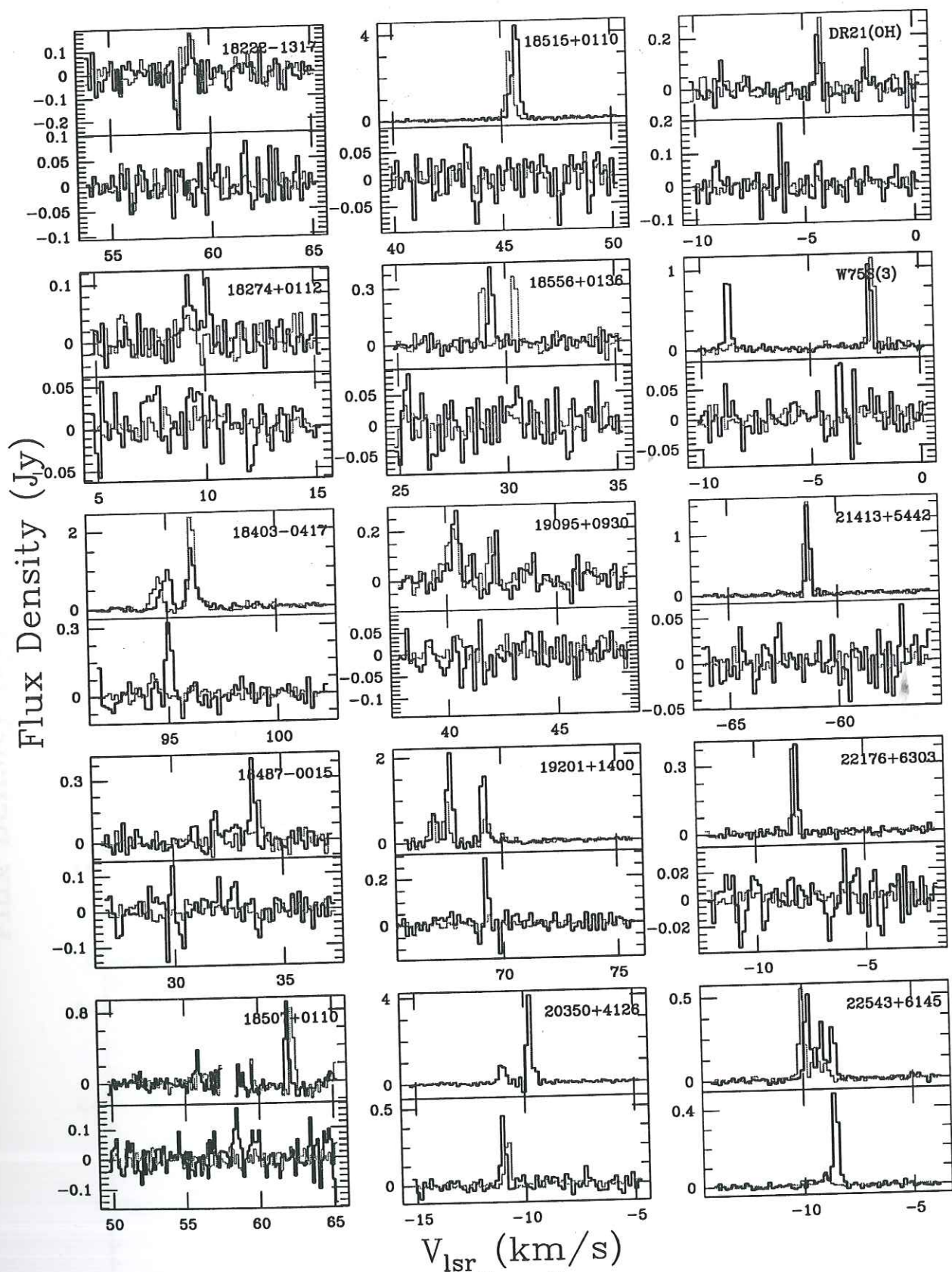


Fig. 1





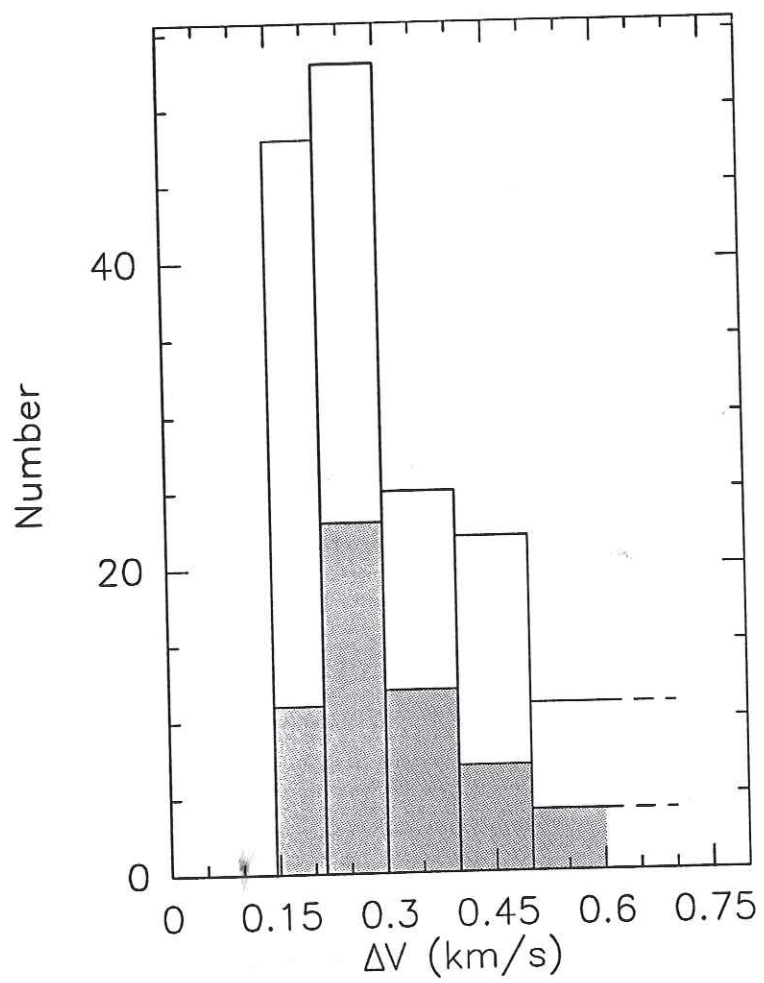
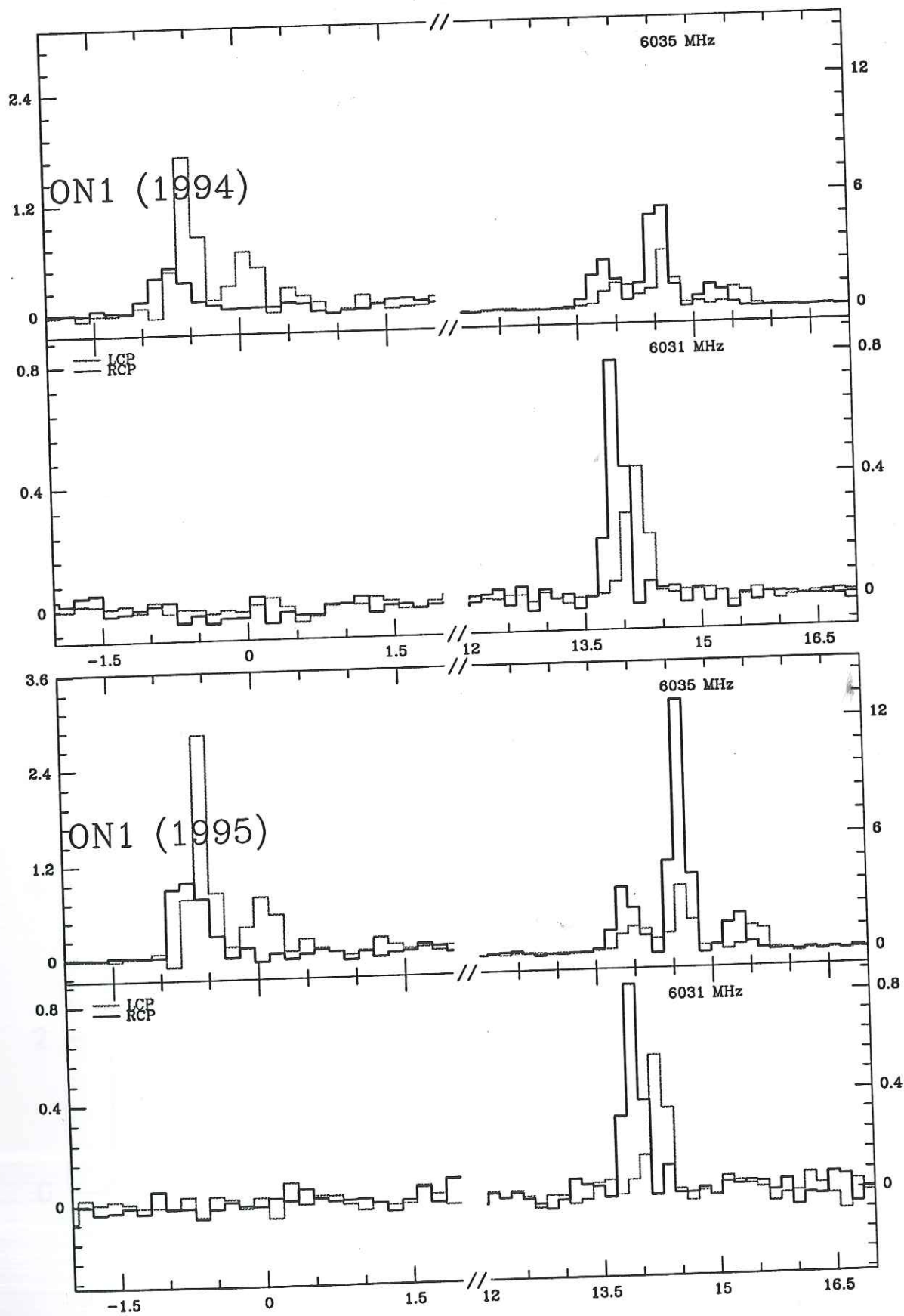


Fig.3

Flux Density (Jy)



$V_{\text{lsr}}$  (km/s)

Fig. 4



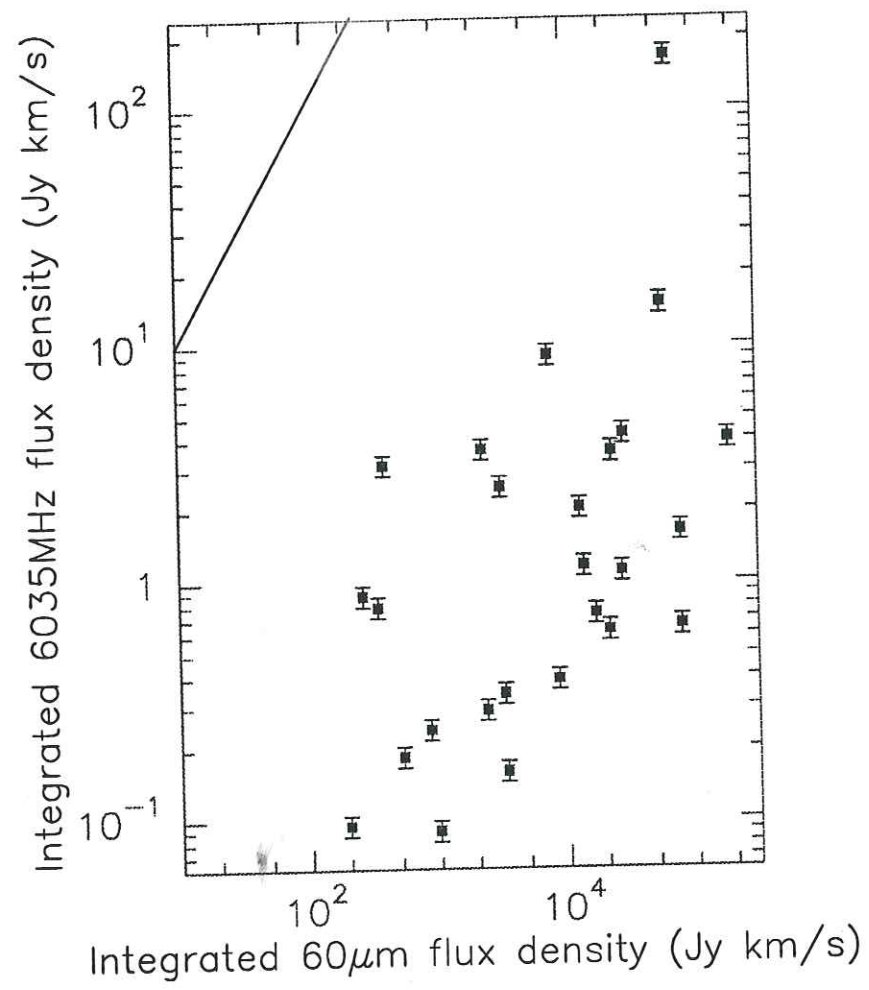


Fig. 5

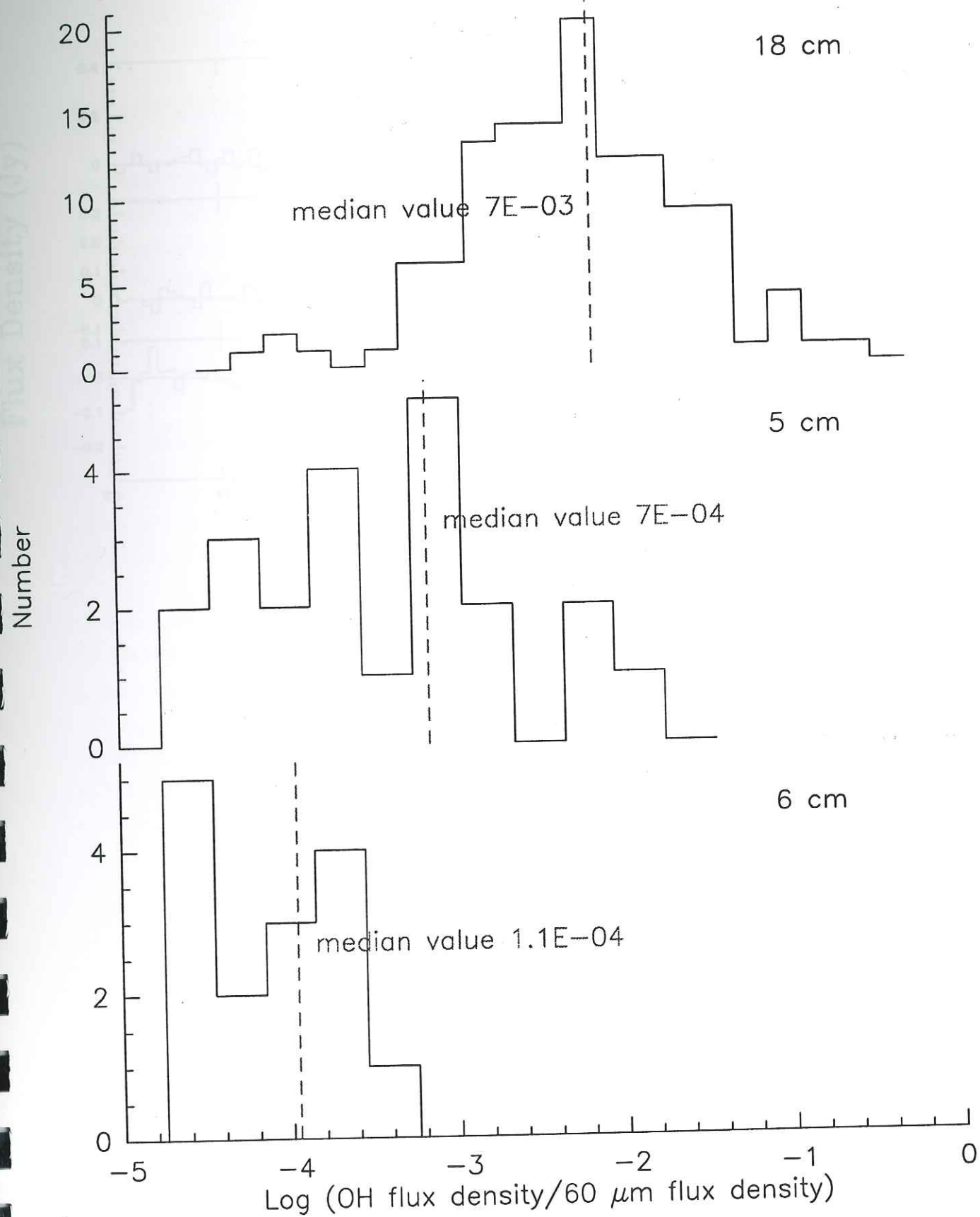


Fig 6



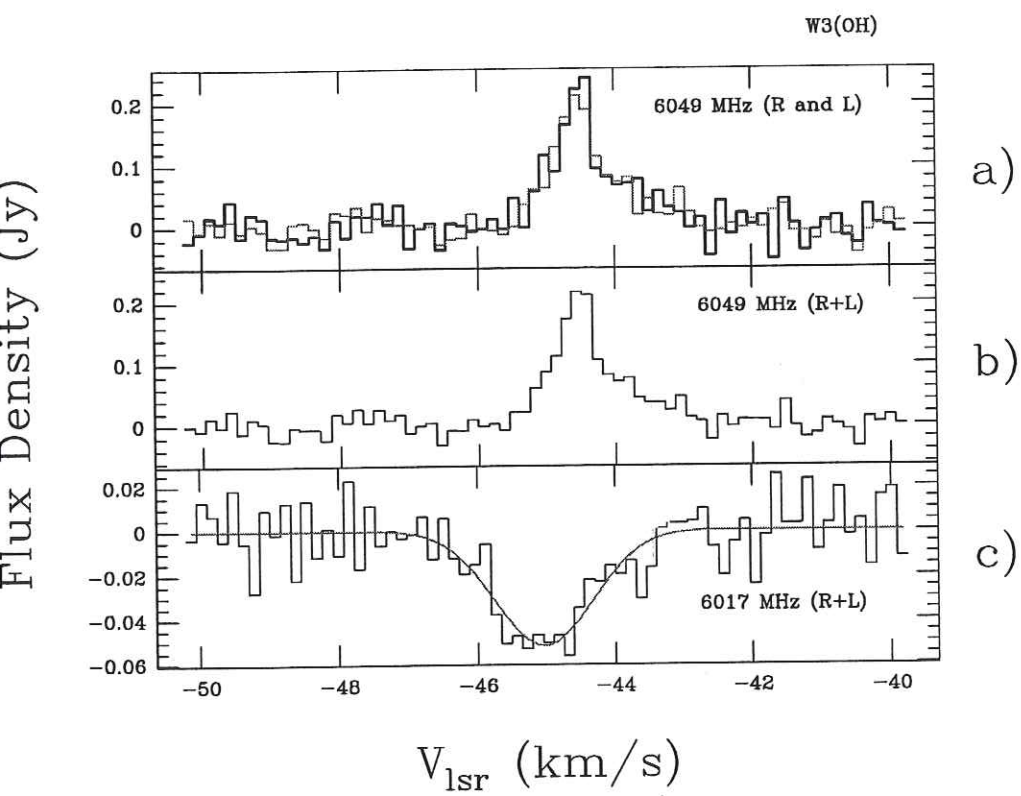


Fig. 7

18592+0108

Flux Density (Jy)

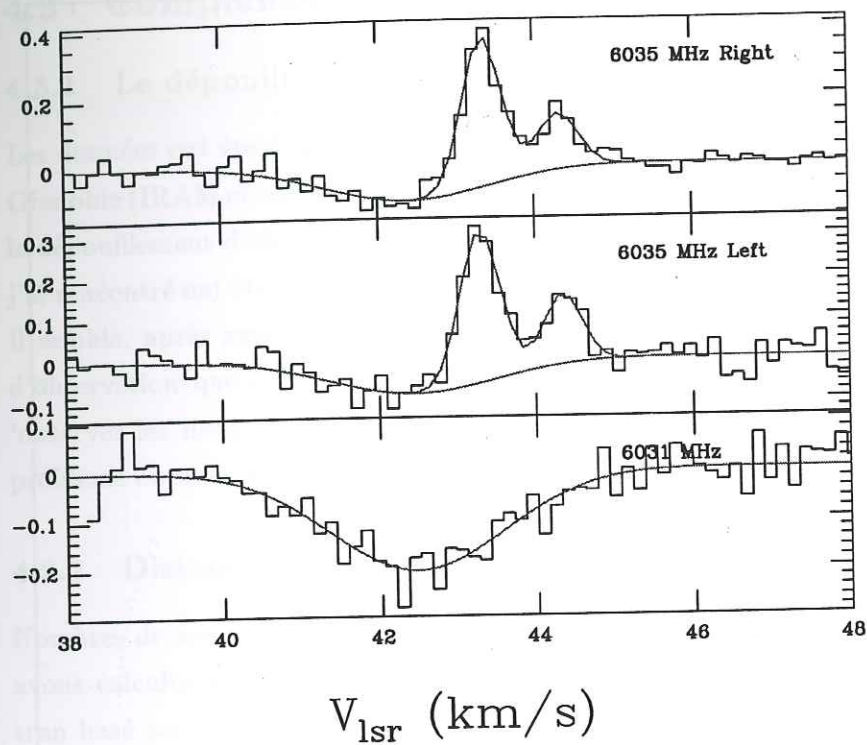


Fig. 8



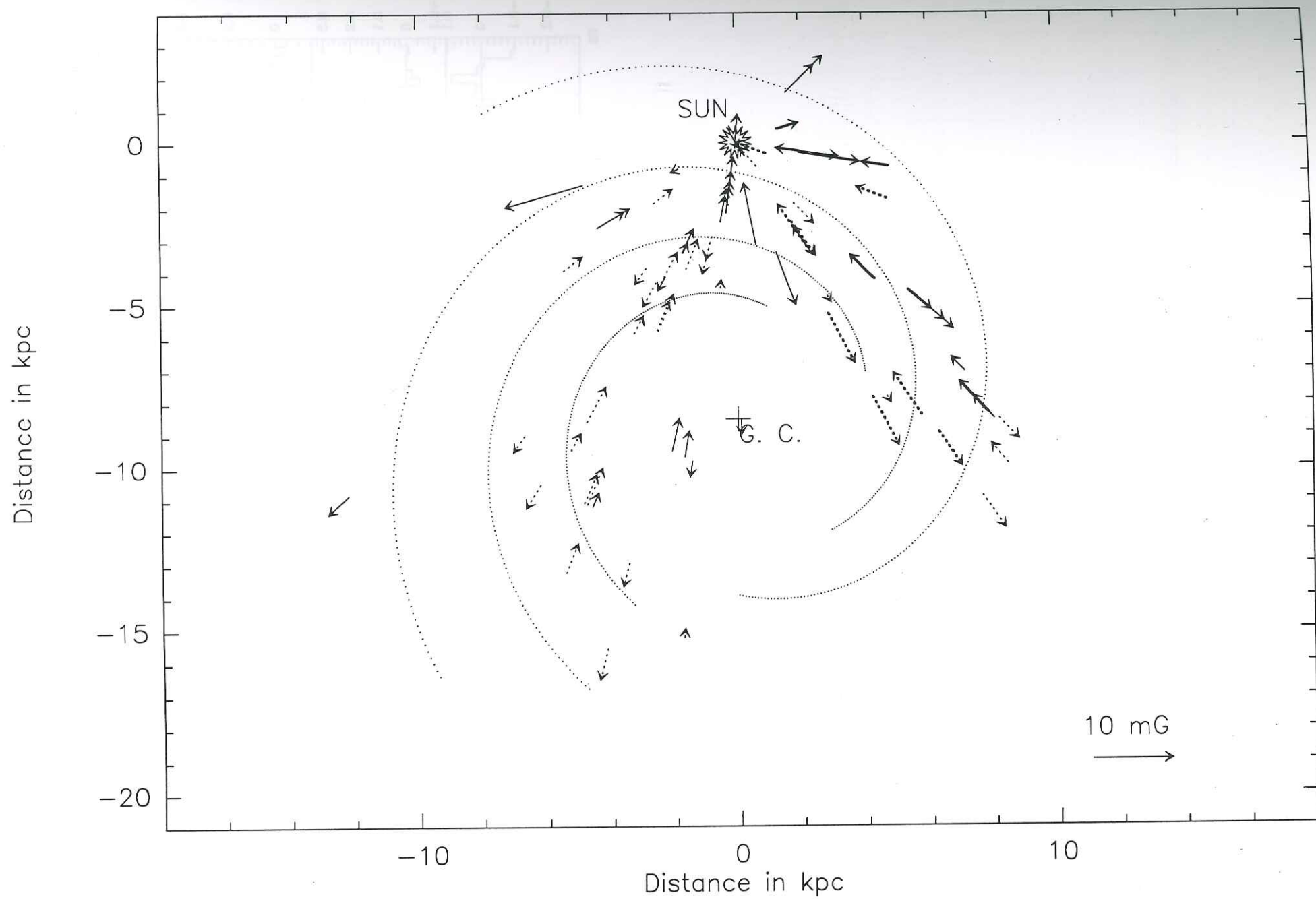


Fig. 9

## 4.3 Complément

### 4.3.1 Le dépouillement

Les données ont été dépouillées avec le logiciel CLASS développé par le groupe de recherche de Grenoble (IRAM et observatoire de Grenoble). Ce projet m'a donc permis de me familiariser avec le dépouillement d'observations réalisés avec une antenne unique. Les principaux problèmes que j'ai rencontré ont été dus à un renversement des spectres à la transition à 6035 MHz uniquement. Il semble, après avoir discuté avec les ingénieurs de l'antenne lors de notre seconde campagne d'observation que cela soit dû à la configuration du récepteur lors de notre expérience afin d'observer les deux bandes à 6030 et 6035 MHz simultanément. Nous avons pu identifier ce problème en nous basant sur les spectres obtenues par Moran et al., (1978).

### 4.3.2 Distance des sources

Nombres de nos sources n'ont pas de distance photométrique disponible. Dans ces cas ci nous avons calculés une distance cinématique. Pour ce faire, j'ai écrit un petit programme en fortran basé sur la convention de l'Union Astronomique International (on peut aussi se reporter à l'article de Brand et al., (1993)) pour laquelle  $R_0 = 8.5\text{kpc}$  et  $\theta$  la vitesse de rotation Galactique est de  $220\text{km/s}$ . La réalisation de ce programme m'a permis de d'aborder les problèmes d'indétermination des distances et des ambiguïtés qui pouvaient survenir. J'ai validé ce programme en comparant ses résultats avec ceux d'un ancien programme de l'observatoire (écrit par D. Despois) qui tournait sur VAX/VMS mais pour lequel la courbe de rotation Galactique assumé  $R_0 = 10\text{pc}$  et  $\theta = 240\text{km/s}$ . J'ai aussi pu le confronter aux distances donner par Caswell et Vaille pour les sources de leur relevé avec un très bon accord. La connaissance de la distance est importante car elle nous permet de remonter à la luminosité des sources masers ce qui permet une meilleur comparaison.

### 4.3.3 Spectres

Dans les pages suivantes je présente les spectres que nous avons obtenu pour les deux transitions satellites à 6017 et 6049 MHz (voir figure (13)). Seul la source W3(OH) a été clairement détectée lors de nos observations. Nous n'avons dut faire un choix entre le nombre de sources et le temps d'intégration sur chacune d'elles. Finalement nous avons décidé de passer au maximum une heure par source. De plus suite à un problème de lecture du fichier source lors de nos observations nous avons raté quelques sources intéressantes notamment W48 et W49 mais nous avons tout de même réussit à obtenir des observations sur nos principales sources : W3(OH), M17, ON1, W51, NGC7538, W75N (sources qui font parties de échantillon observé en VLBI).



Sur la figure (13), j'ai regroupé tous les différents spectres que nous avons obtenu pour W3(OH). On constate que les deux raies satellites ne présente aucun effet maser et que la transition à 6017 MHz présente une large absorption (voir le tableau (4) et le texte de notre article pour les paramètres des raies satellites). La figure (??) présente les spectres des raies satellites obtenus pour les autres sources. Ces spectres n'ont pas été obtenus par nous mais par Tom Wilson lors des tests effectués pour qualifier le nouveau récepteur à 6 GHz de l'antenne d'Effelsberg. Ces observations ont donc put bénéficier d'un très grand nombre d'heures d'intégration. Ainsi par exemple le spectre obtenu sur NGC7538 (voir spectre (14)) a été réalisé au bout d'un peu plus de 12 heures. Il semble qu'il y est détection dans les cas des sources 06053-6022, 19598+3324 et 23116+6111 (NGC7538) (voir spectres (14)et(15) ). Le signal est faible mais il ne faut pas oublier non plus que nous avons observé ces sources pendant seulement 50 minutes d'intégration alors que pour respecter la force relative de ces transitions à l'ETL, il nous aurait fallut observer sur un temps d'intégration 3 à 4 fois plus long.

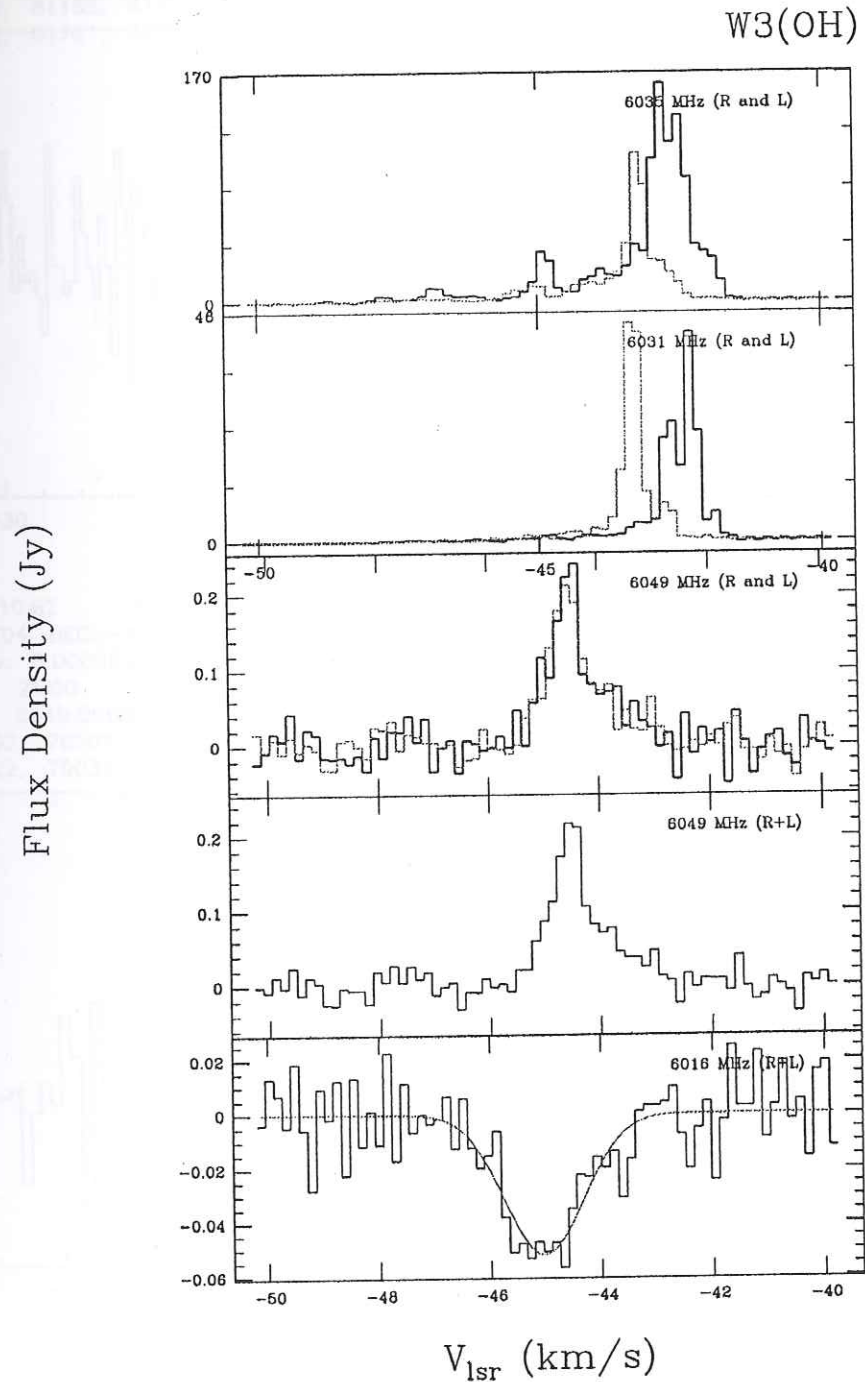


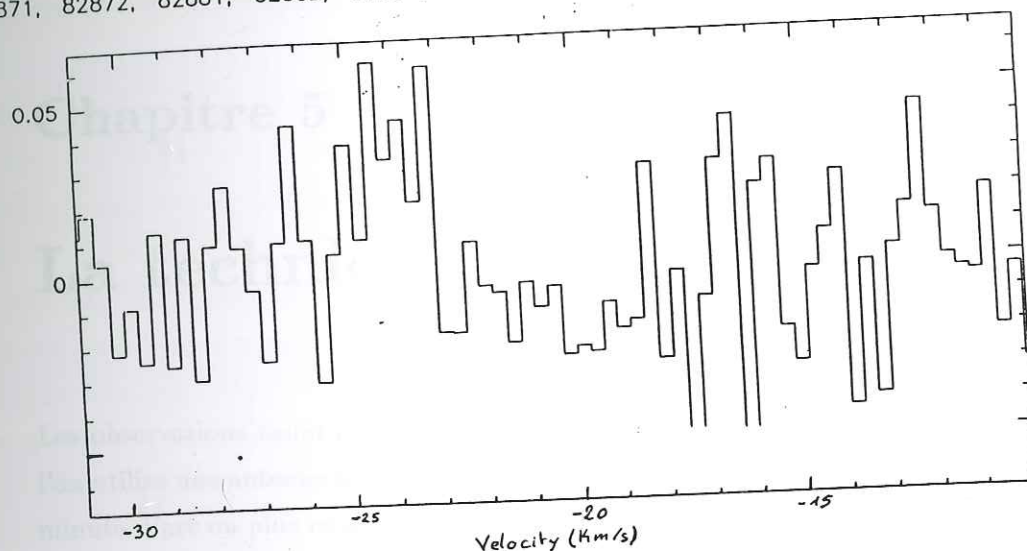
Figure 13: Spectre  
(6017/17) et  
Septembre 1990

Figure 13: Sur cette figure nous avons rassemblé tous les spectres que nous avons obtenu avec notre projet.



## 4.3. COMPLÉMENT

32871; 2 K3-50A 6049 EFF 2 O: 3-SEP-1990 R: 6-SEP-1990  
 A: 19:59:50.121 DEC: 33:24:18.88 (1950.0) Offs: 0.0 0.0 Eq  
 unknown Tau: 0.0000E+00 Tsys: 16.09 Time: 121.5 El: 23.89  
 : 147 IO: 24.75 VO: -39.93 Dv: 0.3024 Unkn  
 FO: 6049.09600 Df: -6.1025E-03 Fi: 0.000000000E+00  
 82871, 82872, 82881, 82882, 82891, 82892, 82901, 82902,



78892; 3 NGC7538- 6049 EFF 1 O: 1-SEP-1990 R: 7-SEP-1990  
 RA: 23:11:36.597 DEC: 61:11:50.00 (1950.0) Offs: 0.0 0.0 Eq  
 Unknown Tau: 0.0000E+00 Tsys: 14.26 Time: 729.1 El: 26.21  
 N: 147 IO: 24.75 VO: -74.92 Dv: 0.3024 Unkn  
 FO: 6049.09600 Df: -6.1015E-03 Fi: 0.000000000E+00  
 78301, 78302, 78311, 78312, 78891, 78892, 78901, 78902, 78911, 78912,  
 78921, 78922, 78931, 78932, 78941, 78942, 81331, 81332, 81341, 81342,  
 81351, 81352, 81361, 81362, 81371, 81372, 81461, 81462, 81471, 81472,  
 81481, 81482, 81491, 81492, 81501, 81502, 81511, 81512, 81521, 81522,  
 81522, 82091, 82092, 82111, 82112, 82121, 82122, 82131, 82132,

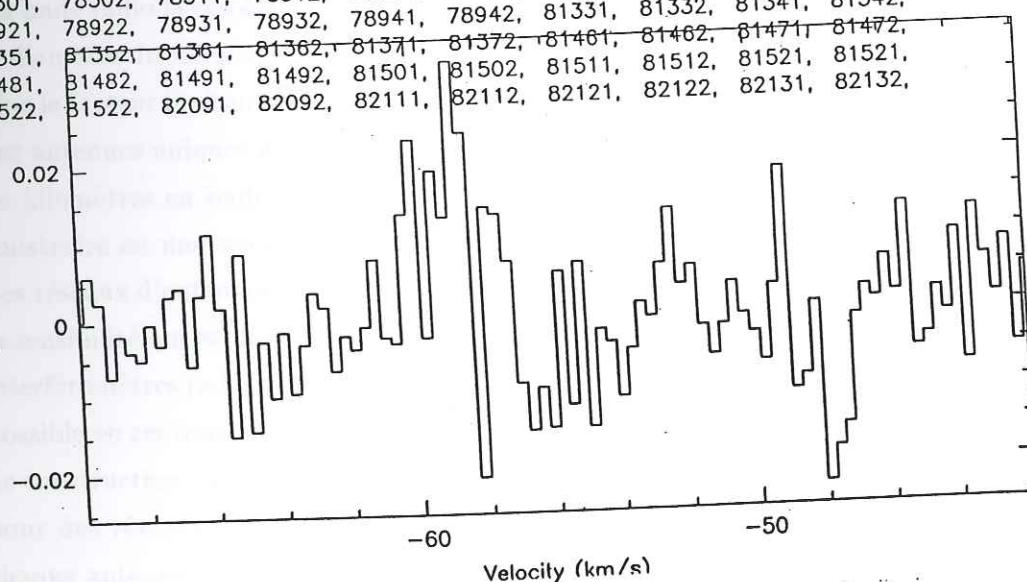
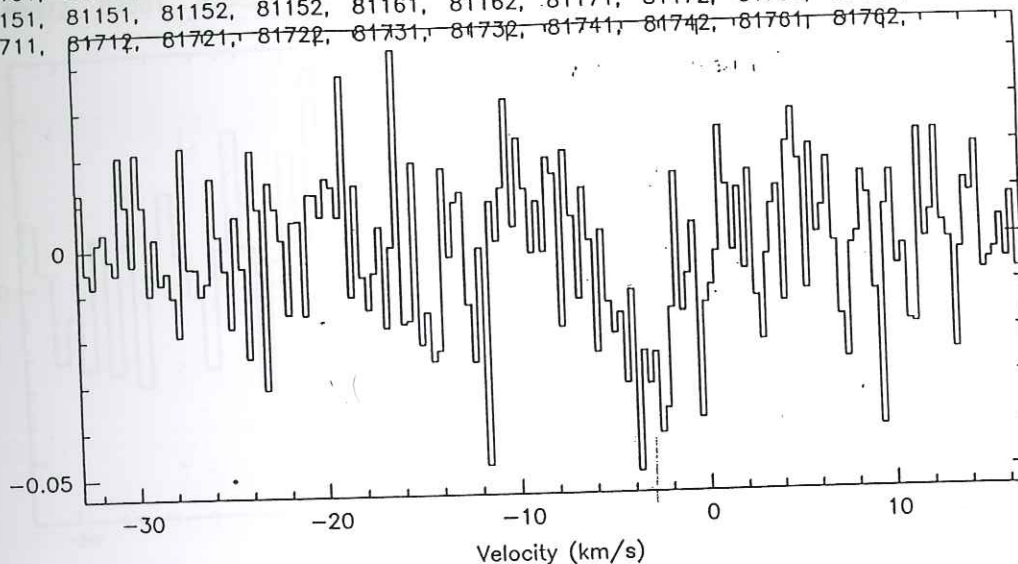


Figure 14: Spectres à 6049 MHz de la transition satellite, F3-2 des sources K3-50 et NGC7538 respectivement. (Observations réalisées par T. Wilson et R. Cesaroni en Août- Septembre 1990)

01101; 1 G10.62 6017 EFF 2 O: 31-AUG-1990 R: 6-SEP-1990  
 RA: 18:07:30.704 DEC: -19:56:31.00 (1950.0) Offs: 0.0 0.0 Eq  
 Unknown Tau: 0.0000E+00 Tsys: 12.34 Time: 420.3 El: 15.46  
 N: 246 I0: 123.5 V0: -16.01 Dv: 0.3041 Unkn  
 F0: 6016.74600 Df: -6.1035E-03 Fi: 0.000000000E+00  
 81101, 81102, 81111, 81112, 81121, 81122, 81131, 81132, 81141, 81142,  
 81151, 81152, 81161, 81162, 81171, 81172, 81701, 81702,  
 81711, 81712, 81721, 81722, 81731, 81732, 81741, 81742, 81751, 81752,



78491; 2 G10.62 6049 EFF 1 O: 25-AUG-1990 R: 6-SEP-1990  
 RA: 18:07:30.704 DEC: -19:56:31.00 (1950.0) Offs: 0.0 0.0 Eq  
 Unknown Tau: 0.0000E+00 Tsys: 14.45 Time: 303.8 El: 17.39  
 N: 147 I0: 25.00 V0: -15.93 Dv: 0.3025 Unkn  
 F0: 6049.09600 Df: -6.1035E-03 Fi: 0.000000000E+00  
 78491, 78492, 78501, 78511, 78521, 78531, 79001, 79002, 79011, 79012,  
 79021, 79022, 79031, 79032, 79041, 79042, 79051, 79052, 79061, 79062,

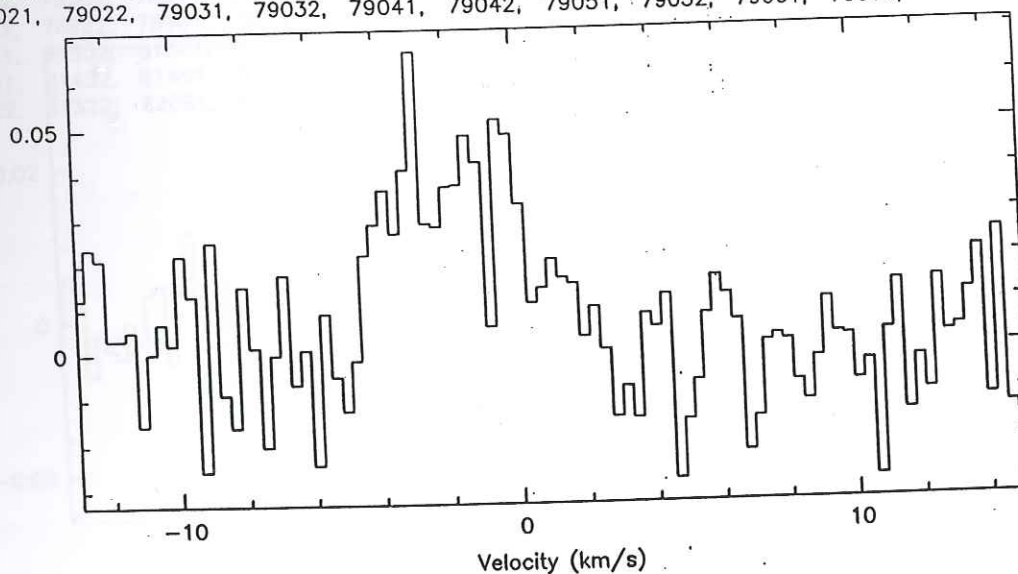


Figure 15: Spectres de la source G10.62 pour les deux transitions satellite respectivement F2-3 (6017 MHz) et F3-2 (6049 MHz). (Observations réalisées par T. Wilson et R. Cesaroni en Août-Septembre 1990)



## Chapitre 5

# La technique VLBI

Les observations radio présentent l'inconvénient d'avoir une faible résolution angulaire lorsque l'on utilise une antenne simple. Typiquement on obtient des résolutions spatiales<sup>1</sup> de l'ordre de la minute d'arc ou plus en onde centimétrique alors que par comparaison on pourrait résoudre des structures de l'ordre de 0.025 arc seconde (la tache de diffraction théorique) pour un télescope de 6 m en optique. En pratique les observations dans le domaine optique sont dominées par les perturbations de l'atmosphère mais permettent tout de même d'obtenir des résolutions de l'ordre de 0.1" dans les meilleurs sites (l'optique adaptative permet des résolutions encore meilleures). En onde radio la résolution est directement proportionnelle à la taille du télescope ( $\sim \frac{\lambda}{D}$ , D étant le diamètre du télescope et  $\lambda$  la longueur d'onde observée), la contribution de l'atmosphère n'est plus le facteur limitant. On a donc très vite songé à construire des interféromètres afin de simuler des antennes uniques d'une taille équivalente de quelques centaines de mètres voire des dizaines de kilomètres en onde centimétrique. De telles antennes seraient de toute façon impossible à construire en une seule structure, ne serait-ce que pour des raisons techniques ou financières<sup>2</sup>. Les réseaux d'antennes permettent d'égaliser la résolution de l'antenne unique qu'ils simulent mais la sensibilité qui est fonction de la surface collectrice réelle reste bien sûr inférieure. Les premiers interféromètres radio ont été créés dès les années cinquante. Leur réalisation fut techniquement possible en centimétrique pour des questions de stabilité de phase de l'atmosphère et de précision de construction par rapport à la longueur d'onde utilisée. On parlera d'interférométrie connectée pour des réseaux d'antennes dont les dimensions permettent de garder un lien physique entre chaque antenne (par câbles ou guide comme au VLA ou bien par liaison HF: le réseau anglais MERLIN). On peut ainsi mesurer directement à chaque instant entre chaque antenne le délai et les différences de phase, et les corriger ce qui permet de corrélérer les données en temps réel. Des

<sup>1</sup>Capacité à distinguer spatialement deux points.

<sup>2</sup>A l'heure actuelle la plus grande antenne existante, est celle d'Arecibo avec un diamètre de 300 m. Elle n'est pas orientable, seul son miroir secondaire l'est, ce qui limite énormément son horizon.

réseaux connectés ont aussi été développés en millimétrie, notamment pour l'Europe le réseau de l'IRAM sur le plateau de Bure formé aujourd'hui de cinq antennes de 15 m déplaçables sur des distances de 16 à 400 m.

Mais dans la course à la haute résolution il était tentant d'éloigner encore plus les antennes les une des autres jusqu'à atteindre des dimensions continentales et même intercontinentales. Ce fut la naissance du VLBI, pour Very Long Baseline Interferometry (ou bien en français interférométrie à très grande ligne de base) qui démarra vers le milieu des années soixante. Avec de telles distances on atteint pour le domaine centimétrique des résolutions de l'ordre du millième de seconde d'arc, soit la milliseconde d'arc (en abrégé 'mas'). Les résolutions obtenues sont couramment de l'ordre de  $10^{-3}$  à  $10^{-4}$  seconde d'arc, inaccessibles par toute autre méthode. On peut même obtenir une précision de l'ordre de quelques microsecondes ( $10^{-6}$ ) avec des observations très proprement calibrées en phase (référence de phase) ou avec le VLBI mm. Les applications de cette technique couvrent de nombreux domaines comme la mesure des distances, l'étude des mouvements de la terre (précession, nutation, tectonique des plaques), l'astrométrie et bien sûr l'astrophysique. La difficulté de ce mode d'observation tient au fait que chacune des antennes, est totalement indépendante des autres. Il est en effet impossible de maintenir un lien physique sur de telles distances. Les données sont donc enregistrées sur des bandes magnétiques qui seront relues en temps différé dans un centre de corrélation (Socorro et Haystack aux Etats-Unis et en Europe à Bonn, puis à partir de fin 1998 à Dwingeloo avec le corrélateur européen de l'institut JIVE<sup>3</sup>). Cette étape supplémentaire est la source de tous les problèmes du VLBI. Pour réussir à faire interférer les données provenant de chaque antenne, il va falloir disposer d'énormément d'informations supplémentaires, position, référence de temps, ... pour en fait, reconstruire l'expérience dans le corrélateur et obtenir des franges d'interférence entre les signaux des diverses stations. De plus, l'information sur la phase qui est nécessaire pour la reconstruction de l'image de la source, a disparu. Ceci a nécessité le développement de nouveaux processus de traitement des données avec entre autre l'utilisation de relations de clôture de phase et d'amplitude.

Au cours de ce chapitre je vais revenir sur quelques notions de l'interférométrie puis me centrer sur les spécificités de la technique VLBI. Pour tous les aspects abordés dans ce chapitre, on peut se reporter au livre de Thompson, Moran, Swenson, (1986), (abrégé par la suite TMS) et au compte rendu du 22ème workshop du NRAO qui a eu lieu à Socorro en juin 1993 (plus spécifiquement axé sur le VLBI et le VLBA).

---

<sup>3</sup>Joint Institut for VLBI in Europe; cet institut a pour vocation de développer le réseau Européen de VLBI et d'apporter une aide aux différentes étapes du traitement pour les utilisateurs.



## 5.1 L'interférométrie

### 5.1.1 Le théorème de van Citter-Zernicke

Les résultats du théorème de van Citter-Zernicke sont de toute première importance pour l'interférométrie. Ce théorème en est la base. Il définit la relation qui existe entre la distribution de brillance  $B(\vec{s})$  d'une source ( $\vec{s}$  étant le vecteur position de la source dans le ciel) et la réponse d'un interféromètre. Soient deux points d'observation ( $p_1$  et  $p_2$ ) atteints par le rayonnement émis par la source en des temps séparés d'un temps  $\tau$ , la visibilité obtenue par l'interféromètre est la fonction de cohérence mutuelle (notée  $\Gamma_{12}(t)$ ) des champs électriques  $e_{p1}(\vec{s}, t)$  et  $e_{p2}(\vec{s}, t)$  produits par la source aux différents points d'observation. Ces champs incluent les termes du propagateur tensoriel du champ électrique. On a :

$$e_{p1}(t) = \int_{source} E_1(s, t) ds \quad \text{et} \quad e_{p2}(t) = \int_{source} E_2(s, t) ds \quad (40)$$

par lequel on exprime que chaque élément  $ds$  de la source produit un champ  $E_i$  en  $i$ . On obtient :

$$\begin{aligned} \Gamma_{12}(\tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-\infty}^{\infty} e_{p1}(t) \cdot e_{p2}^*(t - \tau) dt \\ &= \langle e_{p1}(t) \cdot e_{p2}^*(t - \tau) \rangle \end{aligned}$$

avec  $T$  la période d'échantillonnage, ce qui nous donne (avec  $\tau=0$ ) :

$$\langle e_{p1}(t) \cdot e_{p2}^*(t) \rangle = \langle E_{p1}(t) \cdot E_{p2}^*(t) \rangle \frac{e^{i2\pi\nu(r_1-r_2)/c}}{r_1 \cdot r_2} \quad (41)$$

où le facteur  $\langle E_{p1}(t) \cdot E_{p2}^*(t) \rangle$  est la distribution de brillance de la source moyennée sur le temps d'intégration, et finalement nous obtenons la relation suivante :

$$\Gamma_{12}(0) = \int_{source} \frac{B(x', y') e^{i2\pi\nu(r_1-r_2)/c}}{r_1 \cdot r_2} d\Omega \quad (42)$$

$(x', y')$  sont les coordonnées dans le plan de la source. Si l'on se place dans le cas de Fraunhofer (source à l'infinie) et en effectuant les changements de variable appropriés nous arrivons à :

$$\Gamma_{12}(0) = e^{i2\pi\nu\delta/c} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B(\xi, \eta) e^{-i2\pi\nu(u\xi+v\eta)/c} d\xi d\eta \quad (43)$$

$e^{i2\pi\nu\delta/c}$  est la différence de phase due à la différence de chemin optique.  $\xi, \eta$  sont des angles mesurés à partir de la normale au plan de la pupille considérée. Les quantités  $u$  et  $v$  sont appelées fréquences spatiales et définissent un repère dans un plan orthogonal à la direction de la source.  $u$  est orienté est-ouest et  $v$  est nord-sud. Pour qu'il y ait interférence il faut que le coefficient mutuel soit non nul. La mise en évidence de ce principe renvoie aux expériences de

l'interféromètre de Michelson ou aux fentes d'Young. On montre ainsi les effets de cohérence spatiale pour une source parfaitement monochromatique et ponctuelle. On définit une longueur de cohérence, c'est la différence de parcours à ne pas dépasser entre deux voies pour faire interférer les trains d'onde. C'est :

$$l_{\text{cohérence}} = \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (44)$$

On peut lui associer la notion de délai de cohérence défini comme :

$$T_{\text{cohérence}} = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (45)$$

où  $\Delta\nu$  est la largeur de bande sur laquelle on fait la mesure. Ceci est lié à la notion de cohérence temporelle (ou brouillage des franges) qui pour un support spectral  $\Delta\nu$  multiplie les franges par une fonction en  $\text{sinc}(\pi\Delta\nu\tau)$ . En pratique  $\Delta\nu \ll \nu$  implique que l'on peut bien séparer les effets d'interférence dus à la configuration spatiale de l'interféromètre (position des lignes de base par rapport à la source) qui donne un terme en  $\cos(2\pi\nu\tau)$  et le terme de cohérence temporelle en  $(A\text{sinc}(\pi\Delta\nu\tau))$  où  $A$  est l'amplitude des franges). Le produit de corrélation est maximum pour  $\tau = 0$  ce qui veut dire que lors de la corrélation VLBI, on doit connaître le délai géométrique à mieux que  $1/\Delta\nu$ . Selon l'équation (43), nous avons exprimé que le coefficient de corrélation mutuel est la transformée de Fourier (notée par la suite par le symbole  $\Rightarrow$ ) de la distribution de brillance de la source. Donc, par transformée de Fourier inverse, la mesure de la fonction de cohérence mutuelle nous permet de remonter à la distribution de brillance. C'est sur cette réciproque que se basent les observations interférométriques.

$$B(\xi, \eta) \Rightarrow V(u, v) \quad (46)$$

Enfin, notons qu'il existe une relation similaire entre la fonction de cohérence temporelle et la distribution spectrale. C'est la relation de Wiener-Kichnine qui exprime que la fonction de corrélation croisée (fonction du délai  $\tau$ ) est la transformée de Fourier du spectre croisé de puissance (fonction de la fréquence).

### 5.1.2 Interféromètre à deux antennes

Le domaine radio est privilégié par rapport aux domaines optique et infrarouge pour l'interférométrie. En effet les longueurs d'onde étudiées permettent de rester dans un domaine raisonnable pour la précision mécanique des dispositifs. De plus les temps de cohérence de phase de l'atmosphère sont plus longs qu'en optique. Enfin on peut enregistrer les variations du champ électrique complexe incident et ceci n'oblige pas à réaliser l'interférence directement (VLBI). Considérons



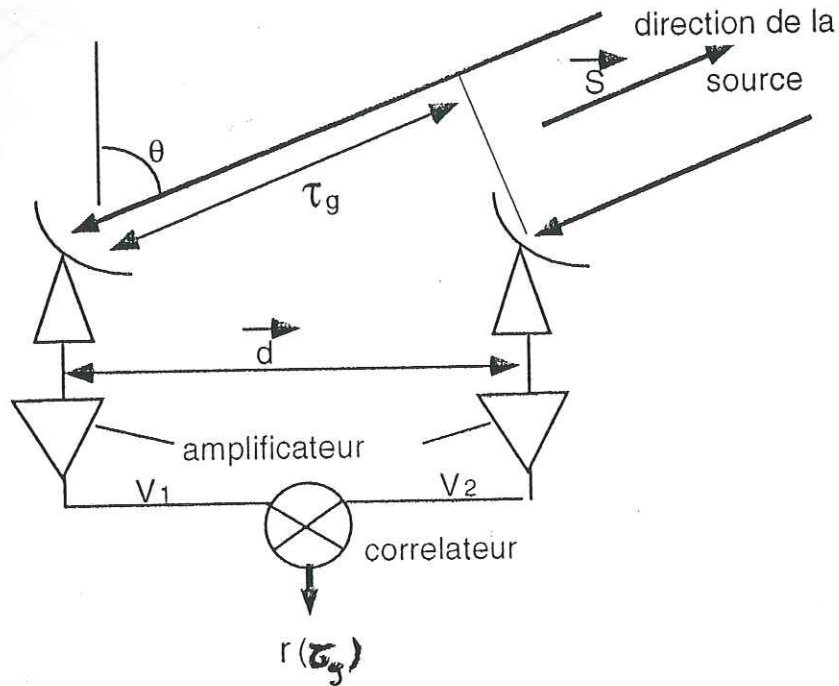


Figure 16: Diagramme de la géométrie avec deux antennes

deux antennes placées à une distance  $s$  l'une de l'autre et observant la même source  $S$  selon la direction  $\vec{s}$ . le retard géométrique  $\tau_g$  s'écrit comme étant:  $\tau_g = \frac{\vec{b} \cdot \vec{s}}{c}$  où  $c$  est la vitesse de la lumière et  $\vec{b}$  le vecteur ligne de base de l'interféromètre.

Chaque antenne mesure une tension  $V_i$  égale à:

$$V_1 = v_1 \cos(2\pi\nu(t - \tau)) \text{ et } V_2 = v_2 \cos(2\pi\nu(t)) \quad (47)$$

Les signaux sont corrélés et l'on obtient en sortie après filtrage des hautes fréquences:

$$\langle V_1 V_2 \rangle = v_1 v_2 \cos(2\pi\nu\tau_g) = r(\tau_g) \quad (48)$$

C'est une fonction sinusoïdale de période linéairement variable avec le temps puisque  $\tau_g$  varie avec la rotation de la terre. On peut exprimer  $r(\tau_g)$  en fonction de la brillance de la source  $I_\nu(\vec{s})$  (en  $W m^{-2} Hz^{-1} sr^{-1}$ ). La puissance reçue dans une bande de fréquence de largeur  $\Delta\nu$  dans un angle solide  $d\Omega$  est  $A_s I_\nu(s) \Delta\nu d\Omega$ ,  $A_s$  étant la surface collectrice effective<sup>4</sup>.

<sup>4</sup>c'est l'aire géométrique de l'antenne corrigée par un coefficient  $\eta$  représentant le rendement de l'antenne à la fréquence observée.

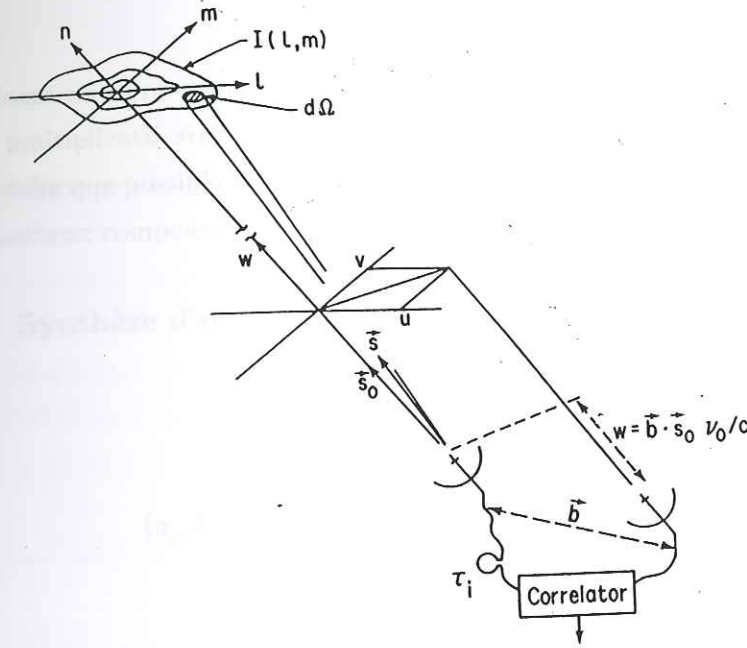


Figure 17: Schéma d'un interféromètre à deux antennes par rapport à une source

Le coefficient de mutuelle cohérence s'écrit alors :

$$r = \Delta\nu \int_s A_s I_\nu(\vec{s}) \cos(2\pi\nu \frac{\vec{b} \cdot \vec{s}}{c}) d\Omega \quad (49)$$

Pour écrire cette équation il faut supposer la source infiniment éloignée et de plus spatialement incohérente. Pendant l'observation, l'antenne va pointer une direction particulière selon la direction  $\vec{s}_0$  (voir figure 17). Le point ainsi visé est le centre de référence de phase. On peut donc développer  $\vec{s}$  à partir de  $\vec{s}_0$ , soit  $\vec{s} = \vec{s}_0 + \vec{\sigma}$ . L'expression de la visibilité complexe (qui a la dimension d'un spectre de puissance de densité de flux,  $W m^{-2} H z^{-1}$ ) est proportionnelle à la mesure de cohérence du champ électrique  $\vec{E}$  et s'écrit :

$$V = |V| e^{i\phi_V} = \int_s \frac{A_\sigma}{A_0} I_\nu(\sigma) e^{2i\pi\nu \frac{\vec{d} \cdot \vec{\sigma}}{c}} d\Omega \quad (50)$$

où  $\vec{d}$  est la projection de  $\vec{b}$  sur le plan tangent à la sphère céleste et  $A_0$  est la surface de captation dans l'axe de l'antenne. D'où la nouvelle expression de  $r$  :

$$r = A_0 \Delta\nu |V| \cos(2\pi\nu \frac{d \cdot s_0}{c} - \phi_V) \quad (51)$$

En mesurant l'amplitude et la phase de  $r$ , on peut, après, calibration déterminer l'amplitude et la phase de  $V$  ce qui, par inversion de Fourier, nous permet de remonter à la distribution de brillance de la source (donc à sa structure). Mais pour cela il faut que la mesure de  $\frac{d \cdot \sigma}{c}$  soit suffisamment bien échantillonnée dans le plan  $uv$ . Pour simplifier on a "oublié" le fait que le signal n'est jamais parfaitement monochromatique. Les effets de bande passante du signal



introduisent un terme correctif; ainsi, pour un filtre rectangulaire, il faut alors tenir compte d'un facteur multiplicatif  $\text{sinc}(\pi \Delta \nu \tau_g)$ . Pour les interféromètres connectés ce facteur est maintenu aussi proche que possible de l'unité en introduisant au fur et à mesure de la poursuite des délais instrumentaux compensant  $\tau_g$ .

### 5.1.3 Synthèse d'ouverture et couverture du plan $uv$

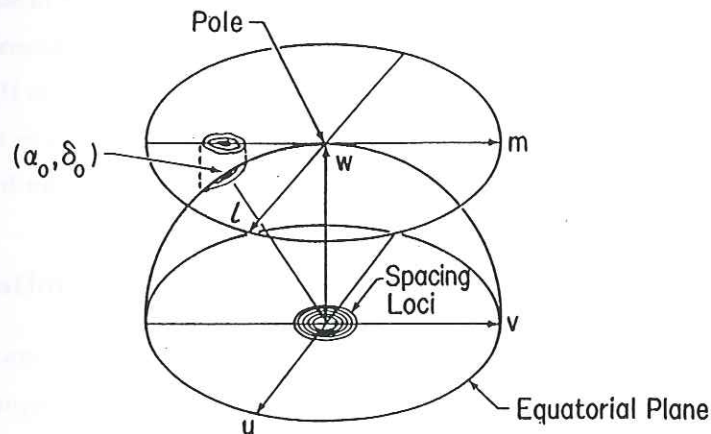


Figure 18: Représentation du plan  $uv$

La synthèse d'ouverture est une technique qui permet de mesurer le produit de corrélation,  $r$ , pour différents points du plan  $uv$ . La ligne de base est projetée dans le plan  $uv$  et donne les fréquences spatiales (le plan  $uv$  est perpendiculaire à la direction de la source et les axes sont mesurés en unités de longueur d'onde). Chaque ligne de base à une longueur d'onde donnée, en fonction de sa longueur physique et de son orientation par rapport à la source, se projette dans ce plan (voir figure (18)) en un point particulier pour lequel on aura une mesure de la visibilité pondérée par une distribution  $W(u,v)$ . Si l'on se réfère aux critères de Shannon, le pas de l'échantillonnage dans le plan  $uv$  devrait être l'inverse de la taille angulaire de la source. Il s'agit alors de déplacer le plus possible chaque couple d'antennes afin de couvrir le maximum d'échantillons du plan  $uv$ . Une couverture du plan  $uv$  uniforme permet d'utiliser une pondération  $W(u,v)$  simple qui permettra de synthétiser une ouverture simple (circulaire ou elliptique)<sup>5</sup>.

La Terre dans sa rotation entraîne la ligne de base formée par deux radiotélescopes, ce qui se traduit dans le plan  $uv$  par le fait que la projection de chaque ligne de base, pour un espacement entre antennes fixé, décrit des ellipses. C'est la super synthèse d'ouverture. De plus, étant donné que la distribution de brillance est une fonction réelle, nous avons la simplification :  $r(u,v) = r^*(-u,-v)$ ; on peut donc se restreindre à l'échantillonnage d'un demi plan, l'autre moitié lui étant symétrique. Cette couverture du plan  $uv$ , extrêmement importante pour effectuer les

<sup>5</sup>la TF de  $W(u,v)$  est la réponse impulsionnelle du réseau d'antennes, ce que l'on appelle le lobe.

transformées de Fourier inverses, est l'un des problèmes majeurs du VLBI. Car les radiotélescopes participant aux campagnes d'observation VLBI n'ont pas obligatoirement été prévus pour un usage interférométrique lors de leur construction, et dépendent le plus souvent d'observatoires différents. Leur répartition géographique est très inégale et pas du tout optimisée au sens de l'analyse de Fourier. De plus le poids attribué lors des cartographies à chaque antenne peut beaucoup différer vu la très grande diversité de tailles, de températures de système... Aussi d'une manière générale la couverture du plan uv en VLBI est assez pauvre. Avec un instrument comme le VLBA au contraire, un tel inconvénient a été minimisé. Cet instrument étant dédié intégralement au VLBI et ayant été conçu dans cette optique, l'emplacement de chaque antenne a pu être préalablement étudié et optimisé. De plus, les dix antennes sont parfaitement identiques et ne dépendent que d'un seul institut, le NRAO.

#### 5.1.4 La Corrélation en VLBI: Généralités

En entrée du corrélateur, nous disposons des données enregistrées à chaque antenne comprenant les données astronomiques proprement dites, et tout un éventail de paramètres propres à chaque antenne (référence d'horloge, position...) qui seront utiles lors de la corrélation. Le but de cette étape est de recréer les conditions de l'expérience afin de faire interférer les signaux provenant de l'enregistrement de chaque station.

Pour enregistrer les données observées à la fréquence  $\nu_{RF}$ , on a au préalable mélangé le signal à la sortie de l'antenne avec la fréquence  $\nu_{LO}$  d'un oscillateur local afin d'obtenir une fréquence plus basse,  $\nu_{IF}$ , que l'on pourra plus facilement enregistrer. En bande latérale supérieure on a :

$$\nu_{RF} = \nu_{LO} + \nu_{IF} \quad (52)$$

Au corrélateur on introduit une correction de délai en ajoutant un retard  $\tau_i$  à chaque antenne, ceci afin de compenser le délai de propagation  $\tau_g$  entre chaque paire d'antennes (lorsque  $\tau_g = \tau_i$  on obtient la frange blanche). Plusieurs  $\tau_i$  sont introduits, on génère ainsi une fonction de corrélation croisée (par multiplication avec les différents  $\tau_i$ ). Ce délai est calculé principalement à partir de la modélisation géométrique du réseau d'antennes (on peut raffiner le modèle en prenant en compte, entre autre, la rotation de la Terre durant le temps d'intégration de chaque point du corrélateur (de l'ordre de la seconde)). Le coefficient de corrélation peut alors être réécrit :

$$r = A_0 \Delta \nu |V| \cos(2\pi(\nu_{LO} \tau_g \pm \nu_{IF} \delta \tau) - \phi_V - \phi_{LO}) \quad (53)$$

(Le signe  $\pm$  dépend respectivement de la bande considérée, la bande latérale haute ou basse ('upper or lower side band')). L'information sur la phase de la source est contenue dans le



## 5.1. L'INTERFÉROMÉTRIE

facteur  $\phi_V$  voir équation (51).  $\delta\tau$  est l'erreur résiduelle sur le délai géométrique  $\tau_g$  après avoir appliqué un délai  $\tau_i$  ( $\delta\tau = \tau_g - \tau_i$ ).

La correction sur la phase introduite à ce niveau est due à l'oscillation des franges ; sans cette correction la fonction de corrélation est modulée par un facteur  $\nu_{LO}\tau_g$ . En faisant varier la phase de l'oscillateur local,  $\phi_{LO}$ , on va maintenir nul le terme  $2\pi\nu_{LO}\tau_g - \phi_{LO} = 0$ , c'est l'opération d'"arrêt des franges". Il ne reste alors plus que les termes à basse fréquence  $2\pi\nu_{IF}\delta\tau$ . Pour une description plus précise et spécifique au VLBI, le lecteur doit se reporter aux chapitres 2 et 4 de Perley et al. (1989) ou au chapitre 2 de Romney dans Zensus et al. (1993).

Il y a deux architectures de corrélateur possibles : les XF (comme celui de Bonn) et les FX (comme celui du VLBA). Le "X" représente l'étape de corrélation croisée et le "F" la transformée de Fourier. Pour résumer je dirai simplement que le premier permet d'échantillonner la bande uniformément mais restreint le nombre d'antennes manipulables simultanément d'où une corrélation en plusieurs passages (pour chaque ligne de base), de plus la transformée de Fourier ne peut être calculée que sur deux fois la largeur de bande. Le corrélateur calcule le coefficient de corrélation en décalant les enregistrements de délai  $\tau + n\delta\tau$ . Puis on en calcule la FFT<sup>6</sup> ce qui permet de déterminer la visibilité pour des valeurs discrètes de fréquence d'un pas  $\delta\nu$  de  $1/\tau$ . Pour le Mark III A, chaque point est intégré entre 0.2 et 2 secondes,  $\tau = 2$  secondes  $\delta\tau = 0.25 \mu\text{seconde}$  et  $\delta\nu = 4 \text{ MHz}$ . Avec 14 canaux de fréquence disponibles, on obtient une largeur totale de 56 MHz (où 2x56 MHz avec USB+LSB).

Un corrélateur FX est moins sensible que son homologue (mais on peut l'améliorer par recouvrements), par contre il permet de calculer réellement la transformée de Fourier et ne limite pas le nombre d'antennes.

### 5.1.5 Le 'Fringe Fitting'

La technique de recherche de franges suppose que sur l'intervalle d'intégration du corrélateur l'erreur de phase varie linéairement avec le temps et la fréquence. Il s'agit de déterminer les divers paramètres rentrant dans le coefficient complexe du taux de frange. On peut essayer de déterminer la pente de la phase en fonction du temps et de la fréquence.

Dans la figure (19) extraite de Reid (1993), on a représenté la visibilité complexe pour une source raie dans différents plans (a : délai-temps, b : fréquence-temps, c : délai-taux de frange, d : fréquence-taux de frange) reliés entre eux par des transformées de Fourier. Dans le cas d'observations spectroscopiques VLBI, on voit que le plan le plus commode pour déterminer ces paramètres est le plan d, pour lequel le signal de la source apparaît comme un simple pic le long des axes de taux de frange et de fréquence. Cette opération s'appelle la recherche des franges.

<sup>6</sup>Fast Fourier Transform, la Transformée de Fourier Rapide

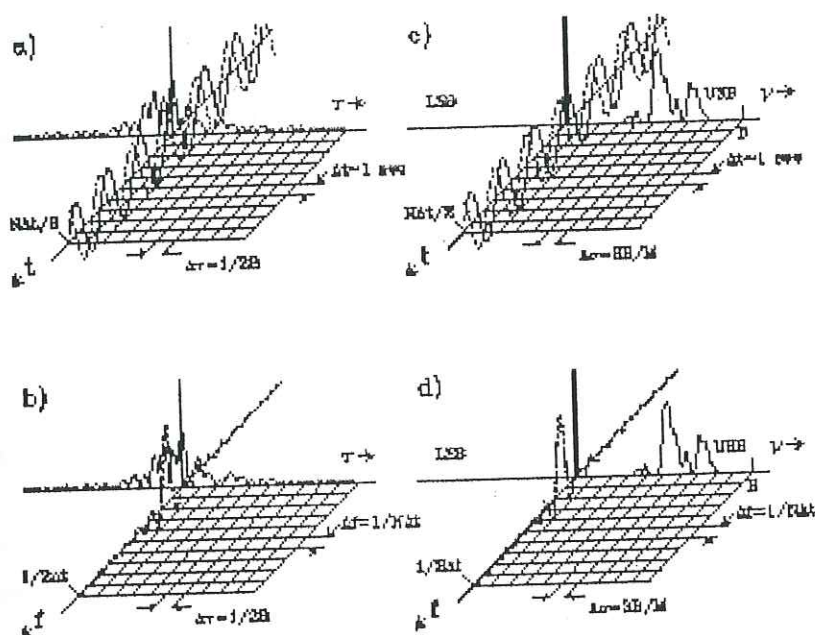


Figure 19: Les différents plans possibles pour traiter les données d'une source raie (Reid (1995))

Une variation de la phase dans le domaine d'un des plans va se traduire par un déplacement sur un autre plan et par la mise en évidence d'un pic. Il sera alors beaucoup plus simple de mesurer les paramètres du pic pour effectuer les corrections plutôt que de tenter de mesurer directement la phase de l'erreur: il est ainsi beaucoup plus facile de chercher selon l'axe des temps l'erreur de délai, qui apparaît alors comme un pic et non plus comme une oscillation de la phase. Chaque correction aura un plan dans lequel la recherche de sa correction sera grandement simplifiée. La recherche des différents paramètres permettant de définir le plus précisément possible le réseau est liée aux caractéristiques de chaque antenne. Ainsi la correction obtenue pour une ligne de base va jouer sur le comportement des autres lignes de base. On peut alors améliorer nettement la sensibilité, en considérant simultanément toutes les données disponibles pour le calcul des diverses corrections, c'est la technique de la recherche de franges globale (global fringe fitting). Je reviendrai au cours du chapitre suivant sur la corrélation de données au format MkIIIa en me basant sur notre expérience. On peut également consulter l'annexe A détaillant les fichiers de sortie du corrélateur.



## 5.2 La calibration de données VLBI: éléments théoriques

Il y a principalement quatre différents types de calibration à apporter aux données: une calibration en délai et taux de frange, une calibration en amplitude et une calibration en phase. Il ne faut pas oublier non plus la calibration de la ligne de base qui peut faire l'objet de sessions spéciales d'observation. Le but de la calibration est d'obtenir la visibilité  $V_{i,j}$  entre les antennes  $i$  et  $j$  à partir de la quantité mesurée  $V'_{i,j}$ :

$$V'_{i,j} = G_i G_j^* V_{i,j} \quad (54)$$

où les paramètres  $G_i$  et  $G_j$  sont les gains complexes de chacune des antennes. Contrairement à un interféromètre classique, ces deux paramètres ne peuvent (ou très rarement) être déduits observationnellement. Il faut pour cela disposer d'une source très proche non résolue (ce qui est rarement le cas en VLBI); de plus il vient s'ajouter les problèmes dus au réseau d'antennes inhomogènes (tailles d'antenne différentes, stabilité des horloges).

### 5.2.1 Les relations de clôture

Ces relations, sans connaître les valeurs absolues de chaque terme pour chaque antenne, donnent des contraintes sur un ensemble d'antennes. Ce sont des contraintes très fortes qui permettent de converger vers des solutions stables.

#### Pour la Phase

Considérons un réseau constitué de trois antennes. La ligne de base entre deux antennes  $i$  et  $j$  est notée  $b_{ij}$ . L'erreur de phase de chaque antenne est notée  $\phi_i$  (contribuant au facteur de gain comme  $e^{i\phi_i}$ ). Cette erreur contient la phase propre de l'antenne plus les erreurs de phase introduites par l'atmosphère au-dessus de chaque antenne; la phase de la visibilité de chaque antenne s'écrit:

$$\phi_{ij} = b_{ij} \cdot s + \psi_{ij} + \phi_i - \phi_j \quad (55)$$

où  $\psi_{ij}$  est la phase réelle de la visibilité de frange rapportée au centre de phase du réseau. La somme de la phase  $\phi_{ijk}$  effectuée sur le triangle constitué par les trois antennes nous donne (voir figure 20):

$$\phi_{ijk} = \phi_{ij} + \phi_{jk} + \phi_{ki} \quad (56)$$

Nous voyons que l'influence des termes  $\phi_i$  s'annule sur le triangle.  $\phi_{ijk}$  est la relation de clôture de phase. Cette relation fut pour la première fois mentionnée par Jennison en 1954 puis redécouverte

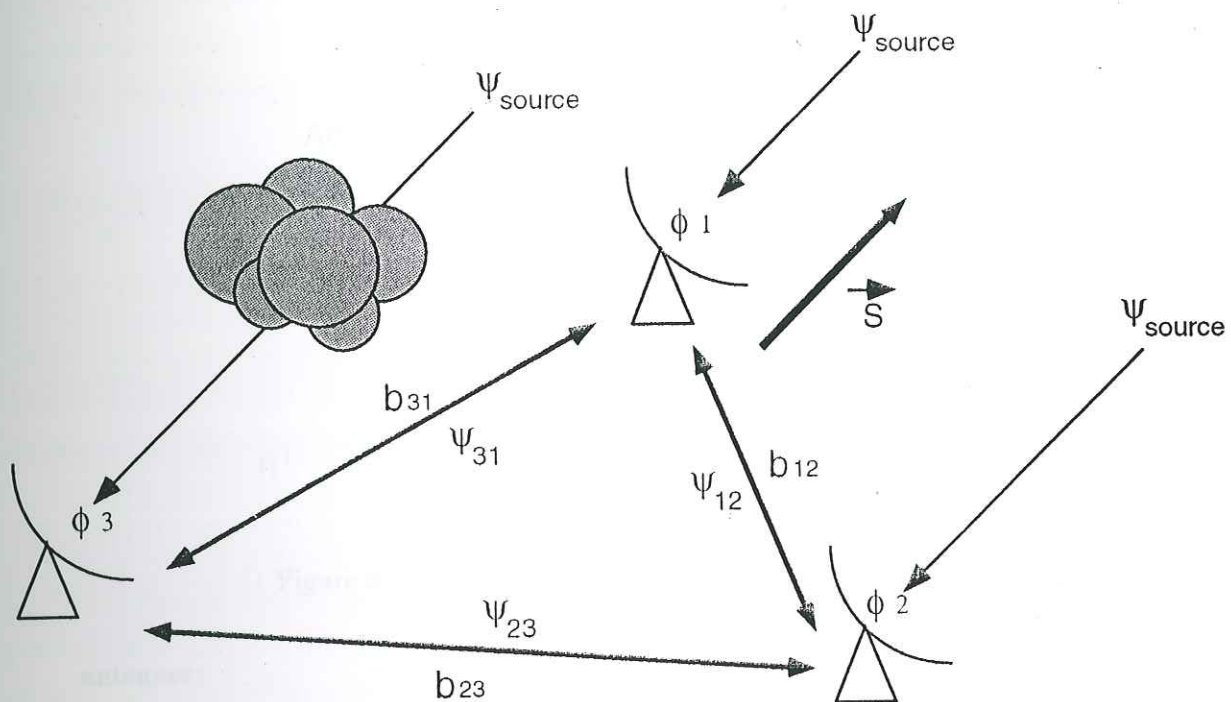


Figure 20: Relation de clôture de phase avec trois antennes

par Rogers en 1974 pour être utilisée en VLBI. Pour les trois antennes  $i, j$  et  $k$ ,  $C_{ijk}$  ne contient plus que des informations sur la structure physique de la source. Cette information, bien que partielle est relativement complexe à exploiter car elle met en jeu la phase mesurée en trois points spatialement distincts, permet de contraindre les modèles de brillance de source lors de la reconstruction de l'image. Si on a  $N$  antennes, on obtient  $N(N-1)/2$  lignes de base et donc  $(N-1)(N-2)/2$  relations de clôture de phase différentes. En prenant une antenne comme référence de phase, on a  $(N-1)$  phases inconnues à déterminer. La proportion de l'information contenue dans la phase que l'on peut retrouver à partir des relations de clôtures de phase vaut  $(N-2)/N$ . Ainsi, plus on aura d'antennes, plus on sera à même de retrouver la phase. Avec trois antennes on n'a accès qu'à 33% de l'information sur la phase, alors qu'avec un réseau comme le VLBA qui comporte 10 antennes on peut retrouver 80% de l'information.

### Amplitude

On peut obtenir le même type de relation pour l'amplitude (voir Readhead et al., (1980)). Il s'agit de la relation de clôture d'amplitude (voir figure 21). Cette relation s'écrit pour quatre



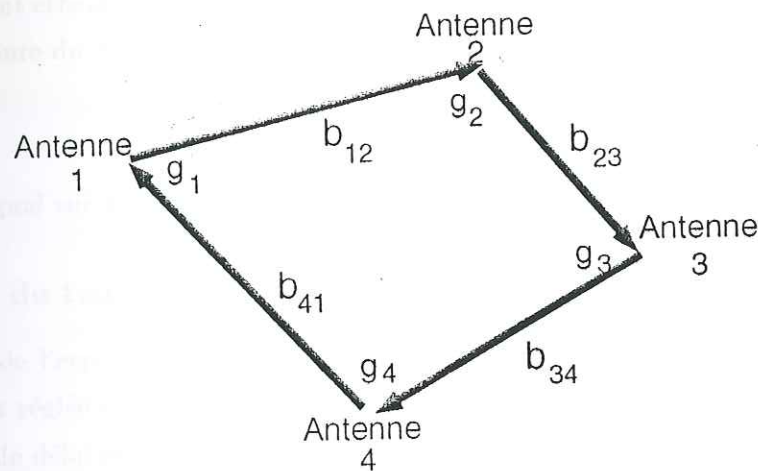


Figure 21: Relation de clôture d'amplitude avec quatre antennes

antennes :

$$Q = \frac{|V_{ij}'||V_{kl}'|}{|V_{jk}'||V_{li}'|} = \frac{G_i G_j |V_{ij}'| G_k G_l |V_{kl}'|}{G_j G_k |V_{jk}'| G_l G_i |V_{li}'|} = \frac{|V_{ij}'||V_{kl}'|}{|V_{jk}'||V_{li}'|} \quad (57)$$

On voit ainsi que l'on réussit à s'affranchir du gain individuel  $G_n$  de chaque antenne.

On peut de même calculer la proportion d'information sur l'amplitude retrouvée par cette relation en suivant le même type de raisonnement que pour la phase. Pour  $N$  antennes, on peut retrouver  $(N-3)/(N-1)$  de l'information en amplitude. Dans le cas du VLBA cela permet de retrouver 77% de l'information d'amplitude. Grâce à ces deux relations de clôture on peut retrouver une partie de l'information de phase et d'amplitude mais la position absolue<sup>7</sup> et la densité totale de flux sont perdues.

### 5.2.2 Calibration du délai

L'erreur sur le délai  $\delta\tau_d$  est dépendante de chaque ligne de base. Une erreur de délai va se traduire par un déplacement en fréquence. Le signal entre les deux antennes considérées, est alors déphasé d'une quantité  $2\pi\nu\delta\tau_d$ . On va obtenir un facteur d'atténuation de l'amplitude tel que :

$$|G_{ij} \delta\tau_d| = \frac{\sin(\pi\nu\delta\tau_d)}{\pi\nu\delta\tau_d} \quad (58)$$

<sup>7</sup>On peut facilement constater qu'une translation de la position du centre de phase de la carte d'une quantité  $\delta\phi$  ne modifie pas les relations de clôture de phase ; ainsi une erreur de position ne peut être déterminée à partir des relations de clôture

Cette erreur de délai peut être introduite par une mauvaise modélisation de la dérive des horloges. La précision sur la mesure du délai est (voir TMS) :

$$\delta\tau_d \sim \frac{1}{2\Delta\nu} \cdot \frac{1}{RSB} \quad (59)$$

(RSB est le rapport signal sur bruit des observations).

### 5.2.3 Calibration du taux de frange

Cette erreur provient de l'erreur faite sur la fréquence lors du réglage. La différence entre la fréquence effectivement réglée et la fréquence désirée va entraîner une variation linéaire au cours du temps sur l'erreur de délai et va également introduire une phase instrumentale :

$$\tau_{dclai} = \tau_{dclai_0} + \left(\frac{\delta\nu}{\nu}\right)t \quad (60)$$

où  $\frac{\delta\nu}{\nu}$  est l'erreur de fréquence introduite. Le gain comportera un facteur d'atténuation proportionnel à  $\text{sinc}(\frac{\delta\nu}{\nu})$ . Cette écart de fréquence peut être déterminé soit en mesurant  $\tau_{dclai}$  directement à divers instants (comme au VLBA) soit à partir de la mesure de l'erreur commise sur le taux de frange. En VLBI la détermination de la correction sur l'erreur de temps et de fréquence est connue sous le terme de la "recherche des franges" (fringe finding).

### 5.2.4 Calibration de l'amplitude

Le but de cette étape est de convertir les spectres en unités de densité de flux, c'est-à-dire qu'il faut s'affranchir du gain, de la température système et de l'émission et absorption de l'atmosphère pour chaque antenne. On a (voir équation 11.2 de Zensus et al., (1995)) :

$$S_{ij}(Jy) = b \sqrt{(T_{sys}^* G)_i (T_{sys}^* G)_j} S_{ij}(\text{corrélateur}) \quad (61)$$

où  $b$  tient compte des pertes d'échantillonnage et de digitalisation et  $Q_i$  est le gain de l'antenne  $i$ . Dans le cas d'observation continu les températures systèmes  $T_{sys}^*$  sont obtenues en mesurant la sur la source en comparant la puissance totale avec ou sans l'addition d'un tube à bruit. On peut de même obtenir le gain de chaque antenne en comparant la puissance totale sur la source de calibration et à côté, par rapport au tube à bruit. Dans le cas d'observations VLBI raie, on peut généralement utiliser la méthode du spectre de référence qui permet de calibrer directement et en bloc,  $T_{sys}^* G$  à partir des spectres d'auto-corrélation de la sur source raie et à côté. On va dans un premier temps générer un spectre :

$$S(\nu_n) = \frac{S^{on}(\nu_n) S^{off}(\nu_n)}{S^{off}(\nu_n)} \quad (62)$$



où  $S^{on}(\nu_n)$  et  $S^{off}(\nu_n)$  sont des spectres d'auto-corrélation sur la source de raie et à côté. Le spectre hors source est généralement extrapolé à partir des canaux en bord de bande qui ne contiennent aucune raie d'émission. Ce spectre dépend des différents paramètres de l'antenne que l'on veut calibrer (gains, température système et atmosphère). On va extraire quelques dizaines de minutes de ce spectre pour l'antenne la plus sensible du réseau afin de constituer ce qui sera notre spectre de référence (pour l'EVN l'antenne qui est généralement choisie est l'antenne de Effelsberg). Le spectre doit être choisi à une élévation moyenne et durant une période ne montrant pas de problèmes majeurs (interférences notamment). On va ensuite calculer les coefficients d'ajustement pour toutes les autres antennes et pour chacun des enregistrements, permettant à tous les autres spectres de reproduire au mieux le spectre de référence. Ces facteurs d'ajustement seront alors directement proportionnels au facteur  $T_{sys}^* G$  de chaque station et ce, à tout instant. Comme on aura pris soin lors des observations de mesurer proprement le  $T_{sys}^*$  et le gain  $G$  de l'antenne de référence, on connaîtra le coefficient de conversion (paramètre  $CAL$ ) de cette antenne en Jansky et on pourra déduire les facteurs de conversion pour toutes les autres antennes (en comparant les spectres d'auto-corrélation de chaque antenne au spectre de référence). Cette méthode peut donner d'excellents résultats pour peu que le rapport signal sur bruit du spectre de référence soit bon. Pour une calibration basée sur une forte source maser une précision à mieux que 1% est fréquente. Les problèmes liés à cette méthode sont similaires à ceux rencontrés lors d'observations spectroscopiques en antenne unique : interférences et ondulations de ligne de base.

### 5.2.5 Calibration de la phase

La calibration directe de la phase est en général impossible en VLBI. Cela est possible seulement lorsque la source observée est très proche d'une source de calibration. En VLBI, cette source doit être non résolue et à une distance angulaire de la source observée inférieure à quelques degrés et suffisamment forte pour que l'on puisse la détecter facilement. L'idéal serait d'avoir la source de calibration dans le faisceau primaire des antennes. On peut alors calibrer la phase sur le calibrateur et reporter la solution sur la source (il faut bien sûr avoir cumulé l'observation des deux sources dans un temps inférieur au temps de cohérence de l'atmosphère<sup>8</sup>). Cette méthode est appelée référence de phase. De plus étant donné que la position des calibrateurs est très précisément connue, cette méthode permet de récupérer la position de la source<sup>9</sup>. Dans le cas particulier de l'observation des masers, on peut se servir d'une des composantes maser

<sup>8</sup>typiquement à 5 cm le temps de cohérence est de l'ordre de 10 minutes, tandis que dans le millimétrique on tombe à quelques dizaines de secondes.

<sup>9</sup>on mesure la différence de phase de la source par rapport au calibrateur que l'on traduit comme un offset de position, la position de la source est alors connue relativement au calibrateur dont la position absolue est connue par ailleurs

pour caler la phase. Ce maser servira de calibrateur secondaire pour une calibration fine de la phase. Les masers sont de très bons calibrateurs apparaissant comme ponctuels et d'une intensité suffisamment forte pour être détectés facilement. De plus le maser pris comme référence sera bien évidemment dans le lobe principal des antennes ce qui nous place dans le cas idéal mentionné précédemment. Pour une description plus approfondie de ces problèmes on peut se reporter au chapitre 9 du TMS.

## Observations résultats

Il existe plusieurs possibilités d'observation d'un objet astronomique. On peut observer un objet à une seule longueur d'onde, ou à plusieurs longueurs d'onde. On peut observer un objet à une seule position, ou à plusieurs positions. On peut observer un objet à une seule époque, ou à plusieurs époques. On peut observer un objet à une seule position, à une seule époque, à une seule longueur d'onde, ou à plusieurs positions, à plusieurs époques, à plusieurs longueurs d'onde. On peut observer un objet à une seule position, à une seule époque, à une seule longueur d'onde, ou à plusieurs positions, à plusieurs époques, à plusieurs longueurs d'onde. On peut observer un objet à une seule position, à une seule époque, à une seule longueur d'onde, ou à plusieurs positions, à plusieurs époques, à plusieurs longueurs d'onde.

### 6.1 La phase

On peut se demander pourquoi la phase est importante. La phase est importante car elle permet de déterminer la position d'un objet. La phase est importante car elle permet de déterminer la position d'un objet. La phase est importante car elle permet de déterminer la position d'un objet.



## Chapitre 6

# Observations, dépouillement et résultats de notre expérience VLBI

Il existe plusieurs phénomènes physiques (voir le chapitre 3) qui peuvent expliquer la formation d'un rayonnement polarisé circulairement au sein du MIS. Pour donner la confiance requise à des observations expliquées en terme d'effet Zeeman, il est absolument nécessaire de restreindre au maximum les incertitudes sur la coïncidence spatiale des composantes droite et gauche des paires Zeeman possibles. En effet si l'on peut montrer une telle coïncidence alors on pourra conclure avec confiance à la présence d'une paire Zeeman. Pour cette raison, nous avons conduit une expérience de VLBI afin de pouvoir utiliser la formidable résolution spatiale disponible avec cette méthode. Nous avons réalisé cette expérience en utilisant l'EVN <sup>1</sup>. Le réseau d'antennes disponibles nous a permis d'atteindre une résolution de quelques millisecondes d'arc (la résolution finale de nos observations est  $5 \times 6.5$  mas) ce qui, pour la source W3(OH), nous permet d'obtenir une résolution spatiale effective de  $11 \times 14$  UA. Ce chapitre est consacré à la présentation des diverses étapes, d'un point de vue pratique, en allant de la préparation de l'expérience jusqu'aux périodes finales de la réduction des données. Puis dans la deuxième partie, nous présenterons les résultats ainsi obtenus.

### 6.1 La préparation des observations

On peut se reporter à l'annexe A (page 137) présentant la demande de temps. Cette expérience avait pour but de mesurer le champ magnétique dans six régions de formation d'étoiles de forte masse. Les fréquences d'émission maser choisies pour ces observations sont les deux transitions principales à 5 cm du radical OH. Une expérience semblable avait été tentée une seule fois dans

<sup>1</sup>abréviation de European VLBI Network soit réseau VLBI européen.

le passé par Moran et al. (1978). Toutefois leur expérience n'a porté que sur une seule source à une seule fréquence (6035.092 MHz). Notre expérience apporte en principe un ordre de grandeur supplémentaire (12 fois plus du point de vue des objectifs scientifiques. De plus, elle conduit à une excellente résolution spatiale permettant de bien identifier les composantes spatialement coïncidentes. L'un des avantages à étudier l'effet Zeeman à 5 cm plutôt qu'à 18 cm réside dans la simplicité du spectre à 5 cm. En effet les spectres d'émission à 18 cm sont très complexes ce qui rend plus difficile l'identification spectrale d'un effet Zeeman. De plus il est intéressant d'utiliser le radical OH à cause de sa sensibilité (voir chapitre 3) qui le rend particulièrement indiqué pour les intensités de champ dans les régions III. Notons aussi que, les déplacements en fréquence observés sont également bien adaptés aux résolutions atteintes avec les filtres disponibles sur les antennes. Enfin, il est important de souligner que seul l'EVN pouvait accéder à ces fréquences (OH et CH<sub>3</sub>OH). Le succès de cette expérience promet l'ouverture d'une nouvelle gamme de fréquences à la technique VLBI que seul le réseau européen pourra observer ce qui, pour son développement futur, revêt une très grande importance<sup>2</sup>. D'ailleurs, pour cette expérience, de nombreux développements techniques ont été nécessaires. Cette expérience ad hoc a nécessité l'équipement de la station de Medicina d'un nouveau récepteur. Ceci fut possible grâce à un important travail de l'équipe de développement de cette antenne. Elle a demandé également l'installation du nouveau récepteur à 6 GHz sur l'antenne d'Effelsberg. Par ailleurs il a fallu développer un nouveau récepteur pour l'antenne de Jodrell Mark 2. Sans les efforts conjoints et soutenus de ces différentes équipes, jamais les trois antennes n'auraient pu être prêtes à temps. Dans le futur entre une à trois antennes supplémentaire devraient être disponibles pour l'EVN.

L'expérience a donc utilisé trois antennes du réseau européen : les antennes d'Effelsberg, de Jodrell mark2 et de Medicina. Nous avons observé simultanément les deux raies masers à 6035.092 et 6030.747 MHz dans les deux polarisations circulaires. Nous avons utilisé les filtres à plus petite largeur de bande disponibles pour éviter la dilution spectrale. Nous avons ainsi disposé de filtres à 250 kHz sur 112 canaux (soit une largeur totale de 12.4 km/s, soit encore une résolution par canal de 0.11 km/s). Les données ont été enregistrées avec le format MKIII en mode C. Notre projet a disposé de 48 heures d'observations réparties comme indiqué sur le tableau (6) sur trois journées entre le 20 mai 1994 à 20h30 jusqu'au 22 mai 8h30 et du 22 mai 20h30 au 23 mai 10h30. Plusieurs calibrateurs ont été observés à intervalles réguliers (en moyenne toutes les trois heures). Pour W3(OH) on a pu bénéficier de l'observation d'un même calibrateur (NRAO150) tout au long de l'expérience ; celle-ci couvre pour cette source, un large intervalle d'angle horaire afin d'obtenir une meilleure couverture du plan *uv* (comme on peut le constater la figure (22)). Les calibrations en flux ont été effectuées avec l'antenne d'Effelsberg

<sup>2</sup>Les fréquences de 5 à 6 GHz ne sont pas accessibles au VLA et au VLBA.



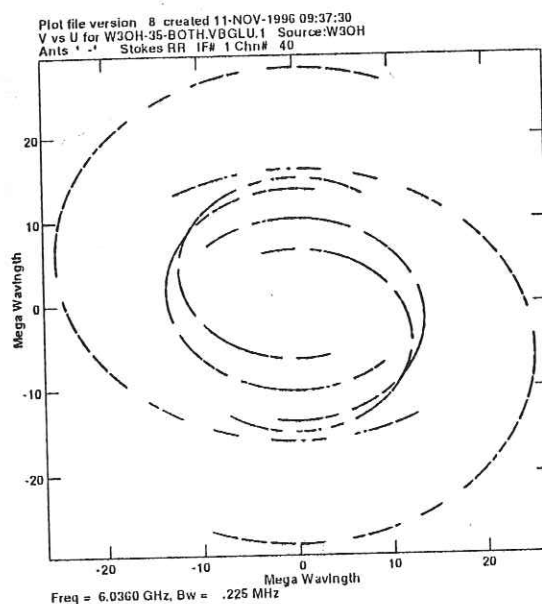


Figure 22: Couverture du plan uv pour la source W3(OH) avec les antennes d'Effelsberg, Medicina et Jodrell Mark2

Table 6: Nombre d'heures d'intégration par source

Source de notre Programme	Nombre d'heures d'observation
W3(OH)	13h30
ON1	5h30
W51	5h00
M17	4h00
W75N	6h00
NGC 7538	7h00

pour toute la durée de la session VLBI.

Les valeurs de température de système et d'antenne d'Effelsberg ont été mesuré à partir d'observation sur le quasar 3C286. Les valeurs obtenues sont :

$$T_{\text{sys}} = 38.5\text{Jy} \quad T_{\text{ant}} = 6.85\text{Jy}$$

A partir de ces valeurs de nombreux calibrateurs ont été mesuré en flux durant toute la durée de la session VLBI. On peut ainsi vérifier les flux des calibrateurs propre à notre expérience (voir table (7)).

Ces informations sont disponibles dans un fichier déposé sur le serveur de l'EVN basé en

Table 7: Flux des différents calibrateurs utilisés

Calibrateur	Récepteur Gauche (Jy)	Récepteur Droit (Jy)
NRAO 150	2.395	2.387
3C345	8.597	8.611
NRAO 530	4.407	4.381
3C454.3	16.806	16.809

Italie après chaque session VLBI.

Finalement, on obtient le coefficient de conversion  $CAL$  pour l'antenne d'Effelsberg qui nous permettra de calibrer nos données en Jansky. On trouve ainsi à 6.03 GHz :

récepteur gauche:  $Cal = 39.5 \pm 0.6 \text{ Jy}$

récepteur droit :  $Cal = 36.8 \pm 0.5 \text{ Jy}$

### 6.1.1 La corrélation de notre expérience

N'ayant pas été directement impliqué dans cette étape je ne donnerai que peu de détails, mais il me paraît néanmoins souhaitable de présenter cette étape cruciale dans le traitement des données. Pour des informations complémentaires sur la corrélation pour l'EVN, on peut se reporter à Sanghera et al. (1994).

#### La sélection du format

Le réseau VLBI européen utilise comme format d'enregistrement standard des données, le format MkIIIA développé à Caltech (on va bientôt passer à un nouveau format: le MkIV). On peut se reporter à l'article de Rogers et al. (1983) qui décrit précisément ce format. On peut également se reporter à l'annexe A (page 137) qui présente les fichiers obtenus en sortie du corrélateur de Bonn. Le format MkIII met à disposition cinq types différents de modes d'observations standards :

- Mode A : 28 pistes sont écrites simultanément en un passage. Ce mode est plutôt conseillé pour des observations en continuum nécessitant une large bande.
- Mode B : 14 pistes sont écrites à la fois, mode conseillé pour des observations continuum.
- Mode C : 14 pistes sont enregistrées à chaque passage en utilisant toutes les bandes hautes disponibles des 14 convertisseurs vidéo. C'est ce mode que nous avons choisi pour notre



expérience VLBI.

- Mode D : 1 piste par passage est enregistrée. Ce mode est utilisé en observation spectroscopique.
- Mode E : 7 pistes sont enregistrées par passage. Ce mode est conseillé pour les observations de plusieurs raies simultanées. Il utilise 7 vidéo convertisseurs par passage en alternant les modes B et C en avançant et en réembobinant la bande magnétique.

Dans le cas de notre expérience nous voulions observer deux raies et deux polarisations simultanément. Deux modes pouvaient nous convenir, le mode C et le mode E.

Dans le cas du mode E, il aurait fallu la configuration suivante :

Convertisseur vidéo 1 LCP raie 1

3 LCP raie 1 (redondante)

5 LCP raie 2

7 LCP raie 2 (redondante)

9 RCP raie 1

11 RCP raie 2

13 RCP raie 2 (redondante)

la raie 1 étant la transition à 6030 MHz et la raie 2 la transition à 6035 MHz<sup>3</sup>. L'inconvénient avec une telle configuration est qu'elle nécessite l'utilisation de sept filtres étroits et il n'était pas sûr qu'ils puissent être tous disponibles à chaque station.

Avec le mode C, on dispose de 14 pistes, soit deux IF (une par polarisation circulaire). Sur chaque IF on a installé trois filtres de 250kHz sur les 2 MHz de largeur de bande totale afin que les deux raies à observer tombent dans le premier et le troisième filtre. On a besoin d'un filtre de moins par station (soit six filtres). En effet, on a utilisé uniquement 7 pistes par passage de ce mode (utilisation non standard de ce mode). On a ainsi une redondance complète sur la raie à 6035 MHz.

### Configuration du corrélateur

Le corrélateur est constitué de 12 'crates'. Un 'crate' est une unité de corrélation, il s'agit de l'équivalent d'une carte de circuits électroniques. Chaque 'crate' comporte 14 modules de corrélation et huit délais complexes. On obtient ainsi 112 délais complexes. Chaque ligne de

<sup>3</sup>Les notations LCP et RCP signifient respectivement Left Circular Polarization et Right Circular Polarization i.e. les polarisations linéaires droite et gauche.

base produit deux auto-corrélations et une corrélation croisée. Chaque auto-corrélation nécessite un 'crate' tandis que chaque spectre de corrélation croisée génère 224 délais complexes soit deux 'crates'. Au total chaque ligne de base nécessite quatre 'crates'. Pour notre expérience qui comporte uniquement 3 antennes, nous avons 3 lignes de base, soit trois spectres de corrélation croisée et trois spectres d'auto-corrélation, soit au total l'utilisation de 9 'crates' sur les 12 disponibles au corrélateur de Bonn. On peut donc en principe corréler notre expérience en un seul passage. On peut corréler une expérience comportant jusqu'à cinq antennes en un seul passage (avec le corrélateur de Bonn). Au-delà il est nécessaire de faire plusieurs passages; pour une expérience comportant 8 antennes, il faut 7 passages successifs. L'une des particularités du corrélateur est que l'on raisonne à flot de données constant et c'est la vitesse de défilement que l'on adapte. Une bande MkIII mesure 9000 pieds de long soit une durée de 13 minutes<sup>4</sup> à la vitesse de défilement standard de 135 pouces par seconde. Chaque groupe de 28 pistes occupe une largeur de un pouce de large sur la bande et est séparable en 4 sous-groupes adressables séparément. On peut faire 12 passages différents sur la même bande. Ainsi pour notre expérience chaque bande a-t-elle permis d'enregistrer :  $4 \times 12 \times 13$  soit un peu plus de 10 heures (le 4 provient de ce que l'on n'a enregistré seulement 7 pistes à chaque passage).

La suite des opérations fut intégralement gérée par Dave Graham au centre de corrélation de Bonn. Nous ne sommes intervenus que pour nous mettre d'accord sur les fréquences au repos des transitions et sur la position des calibrateurs et des différentes sources du programme. Voir l'annexe A (page 137) qui présente les différents fichiers que nous avons récupérés à la sortie du corrélateur.

### 6.1.2 Le dépouillement des données

#### Les problèmes majeurs rencontrés

La réduction de nos données fut continuellement émaillée de problèmes qui ont grandement freiné la progression des travaux. Il y eut ceux rencontrés avant AIPS et ceux dans AIPS. Je ne vais pas parler de tout (cela serait long (très long)) mais je vais plutôt m'attarder sur les points sans doute les plus significatifs. Il ne faut pas oublier non plus qu'il n'y a pas (encore) beaucoup de personnes qui font du VLBI, qu'il y en a encore moins qui observent des raies et encore moins qui le font avec l'EVN avec des terminaux MKIII.

A la sortie du corrélateur nous avons récupéré un DAT contenant nos données et un listing de leur archivage. Les ennuis commençaient. Déjà nous savions que lors des observations l'antenne de Medicina avait inversé sa polarisation durant quelques heures. Il en découla une corrélation en plusieurs passages avec des configurations différentes du corrélateur pour les lignes

<sup>4</sup>le rembobinage d'une bande prend 10 minutes



de base avec cette antenne. De plus les spectres d'auto-corrélation et ceux de corrélation croisée se retrouvèrent séparés. Par ailleurs, il a aussi été impossible de faire exécuter le programme FRING au corrélateur afin de générer entre autres les AFILes ; ce sont les fichiers qui permettent entre autres de sélectionner les bonnes données lors de leur relecture (données 'flagées'). FRING génère également une modélisation primaire de calibration des données.

Les données sur le DAT se révélèrent être intégralement mélangées et en complet désordre, avec des parties complètement inexploitable qui, vu qu'elles n'étaient pas 'flagées', étaient tout de même lues et généraient de gros problèmes dans AIPS (perte des catalogues d'entrées). Il a donc fallu dans un premier temps rentrer dans le format d'écriture du corrélateur afin de comprendre à quoi correspondait chaque registre. Nous avons ainsi identifié tous les divers enregistrements et pu opérer une sélection afin de ne garder que les bonnes données. Mais nous avons également pu retrouver ainsi les morceaux de données (auto-corrélation et corrélation croisée) qui étaient séparés (tout spécialement pour Medicina). Finalement nous avons réécrit à la main les fichiers AFILes afin de ne garder que les données correctes et ordonnées.

Je crois que je pourrais évoquer au moins un problème provoquant un comportement incompréhensible pour chacune des tâches importantes du traitement que j'ai eu à utiliser. Nombre d'entre eux ont été dus à mon inexpérience du logiciel AIPS, mais un certain nombre demeurèrent de réels problèmes. Comme il y a peu de personnes en Europe qui ait déjà réduit des données en VLBI raies, il m'était difficile de les contacter dès qu'un problème survenait. Toutefois j'ai échangé une correspondance assidue par email avec H. Saughera et H. van Langevelde qui prirent toujours le temps (et la patience !) de m'aider à résoudre mes difficultés et je les en remercie sincèrement). J'ai donc toujours essayé de trouver la cause de mes problèmes dans une mauvaise utilisation des différentes tâches avant toute autre possibilité. Il y a aussi la connaissance des différentes tâches qui avec l'expérience permettent de mettre en lumière les problèmes ou de vérifier facilement les valeurs des différents paramètres. Enfin il y a eu quelques différences de priorité avec les auteurs du logiciel dont l'avis et l'intervention étaient indispensables, pour résoudre les problèmes de fond. Fort heureusement, il n'y eut qu'un seul problème si grave mais qui, bien qu'identifié assez vite, mit près de quatre mois pour être corrigé pour des raisons d'agenda. En fait, jusqu'à un certain point on peut dire que j'ai un peu joué le rôle de testeur car il semble que notre projet ait été le premier projet observé en MkIII intégralement dépouillé avec AIPS.

Le tout premier problème que nous avons rencontré fut le plus grave, le plus fondamental et il survint au tout début de mon apprentissage du programme. Ce problème concerne la tâche *MK3IN*. Cette tâche est la base de toute la réduction. Elle permet de lire les données en format MkIII pour entrer dans AIPS. Elle joue un rôle clef de traduction dans le format du

VLBA (format standard de AIPS pour les données VLBI). De toute la chaîne de réduction c'est l'étape la plus sensible. En effet pour tout autre problème on est plus loin dans la réduction et les nombreuses tâches de AIPS permettent en règle générale d'aller les corriger plus ou moins facilement. Avec *MK3IN* si la tâche ne fonctionne pas on ne peut rien tenter, rien faire. Et c'est ce qui nous est arrivé.

- La lecture des auto-corrélations: quand nous avons tenté de lire le DAT contenant nos données, nous n'avons pu relire que les auto-corrélations mais aucune corrélation croisée. Le problème fut assez rapidement identifié, il s'agissait de l'indigage du tableau d'enregistrement des corrélation croisées qui commençait à 0 dans le format MkIII mais qui devait impérativement commencer à 1 dans AIPS. Du coup, à la lecture, pour chaque registre il manquait une valeur, les tableaux étaient incomplets et les données étaient ignorées. Cette simple petite erreur d'initialisation d'indice mit plus d'un mois pour être identifiée précisément et près de trois mois pour être corrigée par le NRAO.
- La lecture des données: n'ayant aucune source de comparaison, ni aucune idée du mode de gestion des données dans AIPS, nous avons commencé à travailler sur les données, à les lire et à essayer de voir et de comprendre ce dont nous disposions. Les données semblaient alors archivées d'une manière relativement complexe. Les données d'une source, d'une raie dans une polarisation étaient réparties sur différents numéros d'IF et dans différents registres (affectés d'un numéro ID). De plus, les spectres que nous obtenions ne ressemblaient en rien à ceux obtenus quelques jours avant avec nos données du relevé en antenne unique d'Effelsberg (voir le chapitre 4); ceci bien que les deux observations ont été menées à huit jours d'intervalle et qu'il y avait peu de chance que les spectres aient pu varier si vite. Deux problèmes se superposaient alors: les problèmes liés aux AFILES et des problèmes de lecture propres à AIPS. Après de nombreuses tentatives et quelques courriers électroniques, il est devenu évident que AIPS n'arrivait pas à gérer correctement la lecture de plusieurs sources simultanément, ouvrant de nouveaux registres ou affectant de nouveaux IF pour des données concernant des sources qui avaient déjà commencé à être enregistrées. Chaque source a dû être enregistrée séparément en vérifiant constamment le rangement des données par AIPS.
- Problèmes de fréquence: lors du traitement des données, on corrige de la variation de fréquence de la source lors de son suivi (tâche *CVEL*). Or systématiquement l'application de cette tâche produisait des spectres beaucoup trop décalés en fréquence et d'une manière non contrôlable. Fort heureusement on découvrit ce problème lors de la visite de P. Diamond qui au bout de quelques jours mit en évidence un problème de fréquence dans



l'en-tête des données. Pour une raison encore mal définie les données de W3(OH) ont une fréquence décalée de 20 kHz, tandis que les en-têtes de fréquence de W51 sont décalées de 10 kHz et ceux des autres sources sont correctes. Bien qu'identifié lors de l'utilisation de *CVEL*, il semble bien que ce problème soit toujours lié à la tâche *MK3IN*.

Cette liste de difficultés est loin d'être exhaustive. AIPS est un logiciel très complexe qui s'adresse à une gamme très large de dépouillement de données (antennes simples, interféromètres connectés et VLBI). De plus AIPS est en constante évolution. Les nombreux problèmes que j'ai rencontrés sont inhérents à l'utilisation de tous nouveaux programmes (ou à des logiciels pour de nouvelles applications).

### Utilisation de AIPS

Je vais ici m'attacher à décrire séquentiellement les différentes étapes utilisées dans AIPS avec des données MkIII. La différence majeure avec le VLBA se situe lors de la lecture des données car elles nécessitent plusieurs tâches différentes afin d'être remises dans un format similaire à celui du VLBA. Sur le diagramme (23) les principales étapes ont été reportées.

Les étapes de préparation des données sont :

- *MK3TX* : Cette tâche permet d'extraire les AFILES des DAT. En fait elle comporte un 'bug' qui réembobine le DAT après la première archive. Il vaut donc mieux récupérer les AFILES soit directement sur le compte ftp du corrélateur de Bonn, soit en pilotant directement le DAT à partir d'UNIX.
- *MK3IN* : Cette tâche permet d'enregistrer les données à partir des DAT. Il est conseillé de spécifier le maximum des paramètres connus, bien que AIPS puisse théoriquement en retrouver un grand nombre. Il faut également lui donner en entrée le fichier des AFILES ainsi qu'un fichier (à créer) comportant des renseignements sur l'expérience (nom des stations, nombre de LAG, état de polarisation...). Le paramètre APARM prend les valeurs 1,0,0,0,0,3,0,0,2,0. On définit ainsi respectivement : l'incrément des tables *CL*, le taux d'erreur (0.01), le taux maximum (0.5), la fin du fichier, on ignore les messages d'erreur CRCC et de synchronisation, on enregistre sur le même IF et on spécifie le niveau des messages.
- *UVSRT* : Cette tâche va permettre de réordonner les données selon leur séquence temporelle (format VLBA) au lieu d'un agencement dépendant des lignes de base. Le paramètre SORT prend ici la valeur 'TB'.

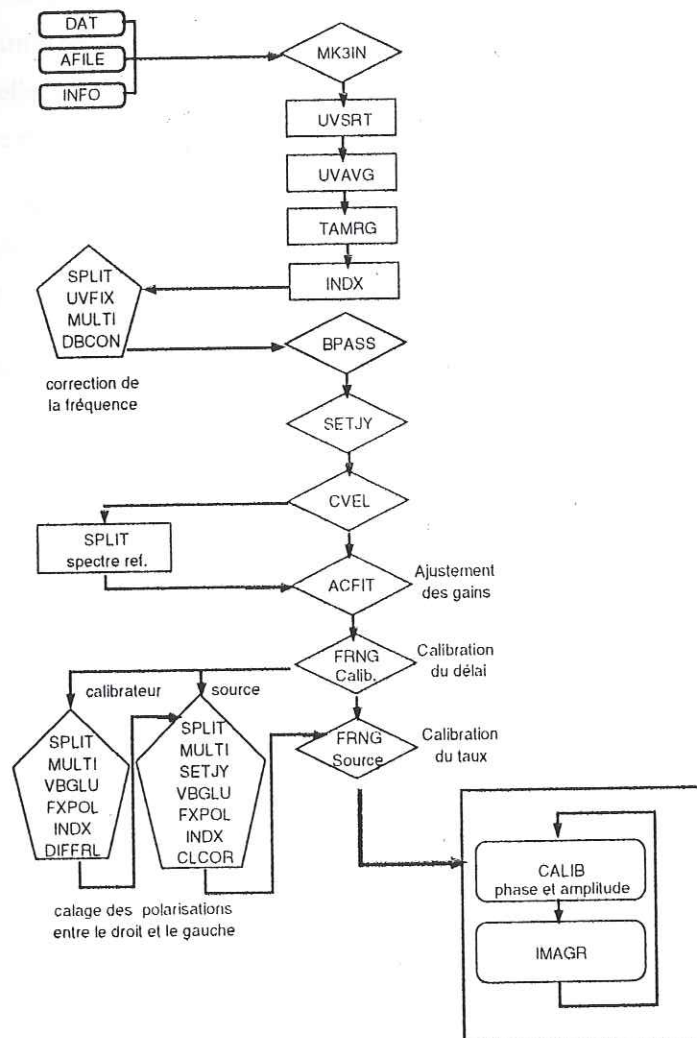


Figure 23: Diagramme montrant l'enchaînement des différentes tâches dans AIPS pour le traitement des données raie au format MKIII.

- *UVAVG* : Cette tâche permet de moyenner les données. Le temps d'intégration est donné par *YINC*. C'est au minimum le temps d'intégration utilisé au corrélateur. Pour notre expérience, nous avons (voir fichier) :  
*YINC*=10, *XINC*=1 et *OPCODE*="MERG".

- *TAMRG* : Cette tâche permet de supprimer les données redondantes, d'ordonner les données et de définir certains paramètres :

*APARM* = 4, 1, 4, 0, 1, 1, 1, 0

*BPARM* = 1, 4, 0



$CPARM = 1.157e^{-2}, 0.2, 0$

Ces paramètres sont invariables pour toutes les données MkIII. Ils définissent la colonne sur laquelle va s'effectuer la vérification (col 4), l'ordre de rangement (0=croissant) et la tolérance sur les valeurs ( $1.157e^{-2}$ ).

- *INDX* : Après toute manipulation sur les données qui peut avoir modifié leur en-tête, il faut régénérer l'en-tête avec cette tâche.

$CPARM = 0, 0, -1, 0$ .

A partir de maintenant, les données sont ordonnées comme celles provenant du VLBA. La suite des tâches est identique et peut être trouvée dans le AIPS cookbook (version Janvier 1995), voir le diagramme décrivant la séquence de calibration.

Toutefois, avant de commencer la calibration, on peut exécuter la tâche *CLCOR* (avec opcode = PCAL) afin d'être sûr d'avoir des tables *CL* lisibles. La calibration commence par la correction de bande passante avec *BPASS*.

- *BPASS* : Cette routine est exécutée sur le calibrateur sur une partie des données (une demi-heure d'intégration) et crée une table *BP* qui sera appliquée à toutes les données. Cette correction sera appliquée en spécifiant le paramètre *DOBAN*=1.

Ici, pour nos données, il nous a fallu différer légèrement de la démarche standard afin d'introduire une correction sur la fréquence des données avec l'utilisation de la tâche *UVFIX*.

- *SETJY* : La définition des vitesses des sources et du facteur de conversion Kelvin-Jansky de l'antenne de référence doivent être données ici. Il faut spécifier la fréquence au repos de la transition (paramètre *RESTFREQ*). La fréquence est définie comme la somme de deux termes, le premier est exprimé en Hz mais ne spécifie que les chiffres significatifs au-delà du MHz et le deuxième en Hz "complète" la fréquence avec les chiffres significatifs en-deça du MHz. La vitesse systémique et le facteur de calibration de flux doivent aussi apparaître. Cette tâche devra être réexécutée plus tard car cette information va être reperdue.
- *CVEL* : La tâche *CVEL* nous permet de corriger du décalage Doppler de la source au cours de l'expérience. Chacun des spectres va être décalé en conséquence. On applique aussi la correction de bande passante ainsi le nouveau fichier que l'on va générer contiendra-t-il la correction. (Cette tâche sera suivie de la tâche *INDX*).

On peut maintenant passer à la calibration des antennes du réseau. On va appliquer la méthode du spectre de référence décrite dans le chapitre précédent. En tout premier lieu, il faut pour

l'antenne de référence (Effelsberg), repérer avec *POSSAM* une demi-heure de données de bonne qualité sur la source. Puis, avec l'utilisation de la tâche *SPLIT*, on va pouvoir extraire cette partie des observations. Aucune calibration ne doit être appliquée et  $APARM = 0,0,0,0,2$ , le 2 indiquant que seul le spectre auto-corrélé devait être extrait.

- *ACFIT* : Cette tâche va calculer le rapport entre les antennes (voir chapitre précédent sur la calibration du spectre de référence) en se basant sur les spectres d'auto-corrélation. Il faut définir le temps d'intégration ( $SOLINT=10$  minutes) ainsi que le paramètre  $APARM = 1,1,0.7,0,0,0,0,1,0$ . Les paramètres (1) et (2) définissent l'ordre du polynôme pour ajuster la source et le spectre de référence, (3) et (4) donnent la sensibilité de l'antenne de référence pour chaque polarisation, (5) et (6) donnent l'intervalle des valeurs pour le facteur d'ajustement des autres antennes, (7) est l'erreur maximum sur le gain, (8) le niveau des messages, (9)=0 pour soustraire la ligne de base avant le calcul.  $BPARM$  et  $CPARM$  donnent les canaux de début et de fin pour la source et le spectre de référence. Cette tâche produit un fichier *SN* que l'on appliquera à la table *CL* avec la tâche *CLCAL* (opcode = 'CALI').

La calibration du délai résiduel et du taux de frange est effectuée avec la tâche *FRNG* tout d'abord sur le calibrateur. On va ainsi pouvoir calibrer le délai résiduel. Pour cela on peut extraire le calibrateur dans un fichier à part puis moyenner tous les canaux avec *AVSPC* afin de diminuer l'espace mémoire nécessaire.  $SOLINT$  définit le temps d'intégration et  $BCHAN$ ,  $ECHAN$  les canaux utilisés (si on ne les a pas moyennés). Effelsberg doit être pris comme référence dans le cas de l'EVN. Les paramètres  $DPARM$  définissent la fenêtre de recherche.  $DPARM(1)$  définit le nombre de lignes de base utilisées pour la solution de départ (3),  $DPARM(2)$  est la largeur de la fenêtre en nanosecondes pour le délai (10000),  $DPARM(3)$  est la fenêtre du taux de délai en mHz (100),  $DPARM(4)$  est le temps d'intégration au corrélateur (10). De nouveau la solution est écrite dans une table *SN* qui est appliquée sur la table *CL* avec *CLCOR* mais avec le paramètre opcode='AMBG' afin de préserver les solutions déjà appliquées.

Ici, normalement, on devrait poursuivre en calibrant la phase sur une composante maser en exécutant *FRNG* sur la source. Mais auparavant on va fixer la position relative des cartes dans les deux polarisations opposées. On commence tout d'abord par séparer la source et le calibrateur dans chacune des polarisations. Lors de cette étape les tables *SU* vont être détruites car les fichiers ne contiennent plus qu'une source. Or ce sont ces fichiers qui contiennent les informations en vitesse et en flux. Donc bien que l'on puisse se contenter pour la suite des spectres de corrélation croisée, on a préféré conserver les auto-corrélations afin de pouvoir réexécuter *SETJY*, vu de plus que les vitesses de référence sont basées sur nos observations obtenues avec



notre relevé en antenne unique à Effelsberg. La séparation des sources se fait avec la tâche *SPLIT* (mais cette fois  $APARM(5) = 1$  pour copier les spectres croisés et auto-corrélés) On va calculer le déphasage entre les voies droite et gauche de chaque antenne en mesurant les différences de phase sur le calibrateur. Pour cela on va "concaténer" les fichiers droit et gauche du calibrateur avec la tâche *VBGLU* (il ne faut pas oublier au préalable d'exécuter la tâche *MULTI* afin de créer des tables *SU* dans les fichiers à assembler). Lorsqu'on exécute la tâche *VBGLU*, le premier fichier (INNAME) en entrée doit correspondre à la polarisation droite et le deuxième (IN2NAME) à la polarisation gauche.

Après avoir exécuté *INDX* et *FXPOL* pour transformer les deux IF selon leur polarisation respective, la tâche *DIFRL* mesure la différence de phase entre chaque polarisation pour les différents enregistrements. On obtient les corrections à appliquer à chaque antenne. On peut maintenant assembler les polarisations droite et gauche de la source en suivant la même démarche que pour le calibrateur ; mais juste avant la tâche *VBGLU*, il ne faut pas oublier de réexécuter la tâche *SETJY* sur chaque polarisation. Après la tâche *VBGLU*, il faut vérifier que les spectres se sont recollés correctement. Un décalage d'un canal peut apparaître sur la polarisation gauche étant donné que l'on ne garde que l'en-tête des données droite. On a obtenu ce comportement pour nos spectres à 6030 MHz sur W3(OH). On génère alors une table *CL* vide<sup>5</sup> sur laquelle on va appliquer les corrections par antenne avec la tâche *CLCOR* et l'OPCODE=PHAS', le paramètre *CLCORPRM* prend pour valeur "-correction". Il faut exécuter successivement cette correction pour chaque antenne.

Maintenant que les phases droite et gauche sont calées l'une par rapport à l'autre, on va calculer la solution pour une polarisation puis la copier avec *SNCOR* et le paramètre *PCOP* sur l'autre polarisation, avant d'appliquer la solution à l'ensemble des données (avec *CLCAL*).

A l'aide de la tâche *VPLOT* qui affiche les visibilitées, on recherche un canal suffisamment fort et pour lequel il ne semble pas y avoir de structure (pas ou peu d'oscillations en amplitude). Une fois qu'un tel canal est repéré, ce sera lui qui nous servira de référence pour la suite.

- *FRNG* : Cette étape va corriger des dernières erreurs de taux de franges. En effet, vu que généralement le calibrateur n'est pas proche de la source, le comportement de l'atmosphère selon les deux directions peut être distinct. Cette fois *BCHAN* et *ECHAN* prennent les valeurs de notre canal de référence tandis que les paramètres de *DPARM* deviennent typiquement 3, -1, 0, 10, *DPARM(2)* interdit de rechercher dans l'espace des délais (la correction obtenue sur le calibrateur reste valable), *DPARM(3)* permet une recherche sur toute la fenêtre des taux de délais.

<sup>5</sup>Pour cela on peut exécuter une tâche comme *CALIB* puis effacer la table avec *CLCOR* en prenant successivement pour opcode = ZRAT, ZDEL, ZPHS.

Dans notre expérience les cartes de W3OH à 6035 MHz sont calées à partir d'un canal en polarisation droite et à 6030 MHz les cartes sont référencées par rapport à un canal de polarisation gauche. Ce choix est dû à une inspection minutieuse des visibilitées, afin de trouver un canal suffisamment simple et ayant un flux suffisamment fort pour être facilement détectable par les routines de calibration.

La phase de calibration des données est finie. Il ne reste plus maintenant qu'à produire les cartes. Cette étape se fait selon deux marches successives qui vont être itérées jusqu'à converger vers une solution. Pour cela on va utiliser les tâches *CALIB* et *IMAGR*.

- *CALIB*: Cette tâche permet d'auto-calibrer les données. On commence par corriger uniquement la phase en définissant le paramètre *SOLMODE*='P' puis après convergence on peut chercher également une solution avec l'amplitude (*SOLMODE*='A&P'). Pour nos données cette deuxième étape fut impossible car cette tâche calcule les contraintes des relations de fermeture or, comme nous l'avons vu au chapitre 5, pour la relation de clôture d'amplitude il faut disposer de 4 antennes au minimum et notre expérience n'en comporte que trois.
- *IMAGR*: Cette tâche sert à produire une image propre à partir de nos données par inversion de Fourier. Durant cette phase d'auto-calibration, seul le canal de référence est nettoyé. On produit ainsi des fichiers *CC* qui contiennent le modèle de notre image. On peut spécifier différentes grandeurs pour contrôler le nettoyage : valeur du seuil, première valeur négative, le gain, le nombre de boucles de nettoyage...



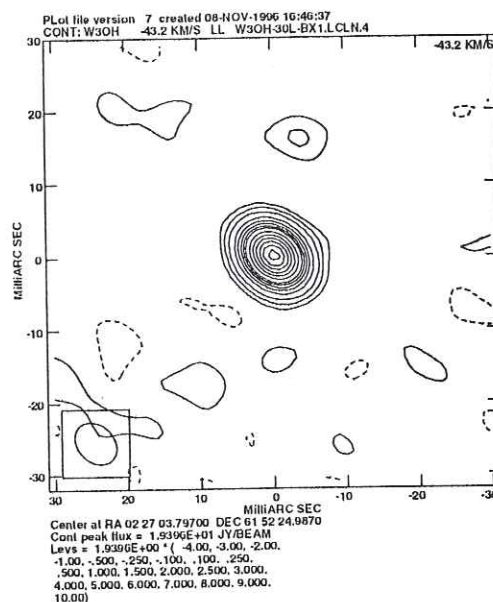
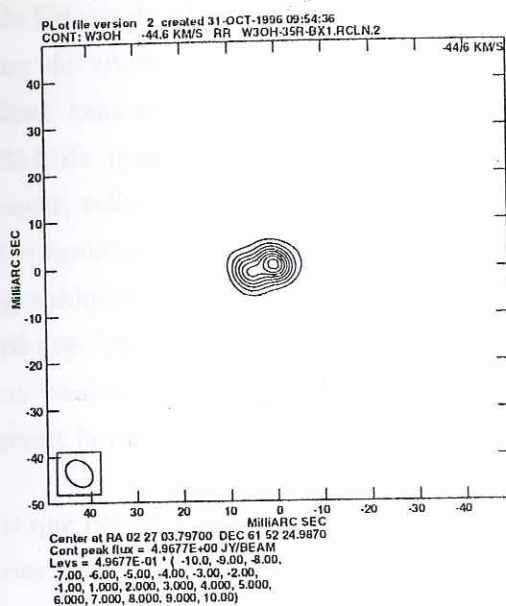


Figure 24: Cartographie des canaux de référence à 6030 et 6035 MHz

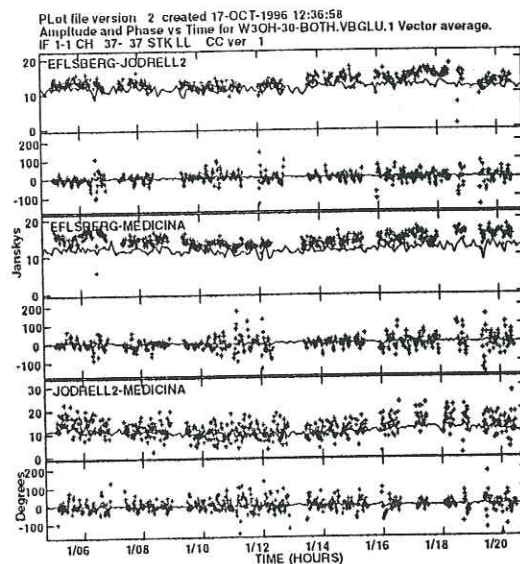
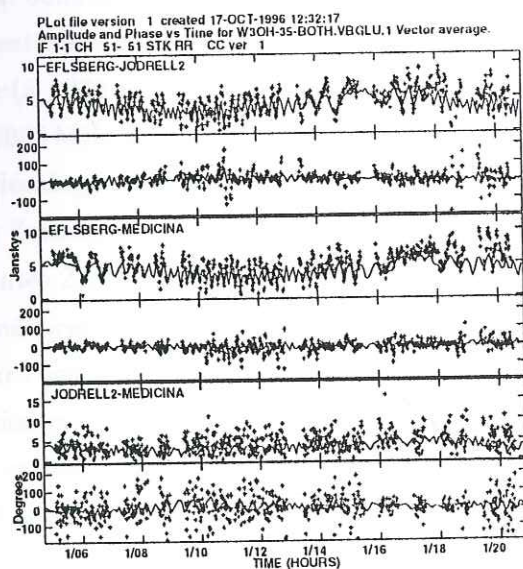


Figure 25: Visibilité des canaux de référence avec leur modèle

Il est conseillé d'éditer le modèle créé avec *CCEDT*, afin de ne garder que les composantes significatives.

Puis on recommence l'étape d'auto-calibration, en injectant en plus cette fois le modèle issu de l'étape de nettoyage (*IN2NAME*). La figure (39) présente la cartographie des deux canaux de vitesse ayant servi de référence (un par fréquence). On peut vérifier que ces deux canaux répondent aux critères de simplicité de structure; bien que le canal à 6035 MHz présente très nettement une certaine structure avec une elongation vers le sud-ouest, celle-ci reste encore très simple et n'a pas gêné la recherche de solutions. On montre également (figure (25)) les visibilitées de ces deux canaux avec le modèle réalisé. Ces graphiques sont essentiellement intéressants pour vérifier que le modèle est en bon accord avec les données et que l'on retrouve bien la totalité du flux. En effet un manque de flux pourrait signifier que l'on a oublié une composante lors de la modélisation, ce qui fausserait la calibration.

Une fois que l'on est satisfait de cette calibration on peut la reporter sur l'autre polarisation puis sur tous les autres canaux. Il ne reste plus qu'à faire calculer à la tâche *IMAGR* les différentes cartes des canaux en définissant *BCHAN* et *ECCHAN* de manière appropriée.

Dans la pratique, il est apparu que le report des tables de solution d'une polarisation sur l'autre ne donnait pas de très bons résultats pour la seconde polarisation. Les cartes apparaissent extrêmement bruitées. Nous avons donc identifié la correspondance de nos canaux de référence (à 6030 et 6035 MHz) dans la polarisation opposée. Fort heureusement les masers à 6030 et 6035 MHz présentaient un homologue dans l'autre polarisation à une position identique avec un décalage de quelques canaux en vitesse. Après avoir vérifié la coïncidence d'autres composantes Zeeman afin de confirmer le bon alignement des cartes et la bonne identification des composantes Zeeman, nous avons effectué une nouvelle calibration dans la polarisation opposée afin d'améliorer le rapport signal sur bruit. Il semble que le report de la solution d'une polarisation sur l'autre ne fonctionne pas aussi simplement avec l'EVN qu'avec le VLBA (pour lequel cette technique marche parfaitement).

On peut se demander si l'on pouvait faire cette nouvelle calibration. En effet celle-ci va entraîner une modification de la position de la référence du centre de phase puisque l'on appliquera une nouvelle solution de phase (ce qui se traduit par un décalage en position). Mais comme cette position sera celle du nouveau maser pris pour cette nouvelle calibration et vu que nous avons vérifié auparavant que les deux positions étaient identiques cela ne pose aucun problème. La figure ?? présente les cartes du canal de référence puis du canal équivalent dans l'autre polarisation en appliquant le report de calibration d'une polarisation sur l'autre; enfin nous présentons le canal dans l'autre polarisation avec sa propre calibration, cela pour les deux transitions.



## 6.2 Présentation de la source W3OH

La région de formation d'étoiles de forte masse W3(OH) est la région HII ultra compacte de l'hémisphère nord la plus étudiée. Cette région est située à 2.2 kpc (Humphreys et al., 1979) et les estimations de masse du nuage moléculaire donnent une valeur de l'ordre de  $2000 M_{\odot}$  pour une taille de l'ordre de 1 pc (voir Wilson et al. (1991)). Cette région est un objet exceptionnel présentant de nombreux types différents d'effet maser. On y a détecté des émissions maser du radical OH dans l'état fondamental (voir par exemple les observations VLBI de Bloemhof et al., 1992) et dans plusieurs états excités dans les deux états électroniques II ( $^2\Pi_{\frac{1}{2}}$  et  $^2\Pi_{\frac{3}{2}}$ ). On y a également détecté des émissions maser méthanol (voir Menten et al., 1988) et des masers  $H_2O$ . De plus cette région est relativement proche, 2.2 kpc, ce qui permet une bonne résolution spatiale sur la source (1 mas correspond à 2.2 UA sur la source soit donc une résolution effective pour nos observations VLBI de 12.5 UA environ correspondant au lobe synthétisé. Toutes ces raisons font de W3(OH) un objet particulièrement intéressant à étudier et un laboratoire exceptionnel pour la micro-physique de OH. C'est aussi un très fort objet IRAS avec un flux à 60 microns de 9270 Jy pour une luminosité totale de  $10^5 L_{\odot}$ , ce qui correspond à une étoile de type spectral O7.

Plusieurs expériences de VLBI et des observations avec le VLA ont été conduites dans W3(OH) afin de cartographier les différentes transitions. A l'heure actuelle, les sept premiers niveaux rotationnels du radical OH (voir figure (2)), ont été étudiés. On peut citer les travaux suivants sur W3(OH) :

- $^2\Pi_{\frac{3}{2}} J = \frac{3}{2}$ , Reid et al. (1980), Fouquet et Reid (1982), Norris et al. (1982), Garcia-Barreto et al. (1987), Gaume et Mutel (1987), Bloemhof E.E. et al. (1992).
- $^2\Pi_{\frac{3}{2}} J = \frac{5}{2}$  Moran et al. (1978)
- $^2\Pi_{\frac{3}{2}} J = \frac{7}{2}$ , Diamond P. & Baudry A. (1996)
- $^2\Pi_{\frac{1}{2}} J = \frac{1}{2}$ , Baudry A. et al. (1988)
- $^2\Pi_{\frac{1}{2}} J = \frac{3}{2}$ , Baudry A. et al. (1993)
- $^2\Pi_{\frac{1}{2}} J = \frac{5}{2}$ , Baudry A. et al. (1993)

Dans toutes les transitions les effets masers apparaissent localisés dans la partie ouest de cette région.

## 6.3 Présentation des résultats

### 6.3.1 Position absolue

Nous avons espéré être capables de positionner nos cartes d'une façon satisfaisante par rapport au calibrateur. Ceci peut être effectué avec la tâche *FRMAP* qui permet de calculer le taux de franges pour une tranche horaire ainsi qu'un coefficient de sensibilité de la ligne de base en fonction de sa position relative. On obtient ainsi l'équation d'une droite dont les coefficients vont varier en fonction de l'angle horaire. Si une seule composante est observée sur le canal de référence choisi, alors toutes les droites vont se croiser en ce point dont on pourra déterminer les caractéristiques. Or comme le centre de phase est défini par rapport au calibrateur, on aura la position relative de ce maser par rapport au calibrateur dont la position est fort bien connue par ailleurs. Il ne resterait plus ensuite qu'à dériver la position de tous les autres masers par rapport à cette référence. Dans la pratique j'ai longuement essayé de trouver une valeur stable pour la position, mais en fonction des valeurs affectées aux paramètres d'entrée de la tâche, il est possible de déplacer le centre d'émission de notre canal de référence dans une zone de 1 seconde d'arc. La position absolue de nos cartes ne peut être connue à mieux d'une seconde d'arc... Il y a plusieurs raisons qui peuvent expliquer cette constatation. Tout d'abord il y a la complexité de la source et son grand nombre de centres d'émission maser répartis sur une zone assez grande ( $\sim 1$  arcsec). Bien qu'étant les plus simples que nous ayons trouvés, les canaux pris comme référence aussi bien à 6030 MHz qu'à 6035 MHz ne sont pas des points sources uniques. Dans chacun des cas, pour une vitesse donnée au moins un autre point source maser situé à une autre position, a été trouvé avec une intensité relativement forte, ainsi que plusieurs autres points plus faibles. Ceci rend l'analyse de *FRMAP* particulièrement sensible à toute modification de ses paramètres. De plus, les observations ont été programmées de telle manière que l'obtention d'une position absolue n'était pas une priorité dans notre expérience. En conséquence de quoi les observations des calibrateurs n'ont pas été assez fréquentes (en moyenne toutes les deux heures pour W3(OH)) pour obtenir une position très précise. Il est vrai aussi que pour W3(OH) de nombreux masers très forts et facilement détectables sont concentrés dans une zone nord relativement proche de notre canal de référence. La composante que nous avons choisie pour calibrer nos données (et qui semble être la même que celle utilisée par Moran et al., 1978), est relativement intense ( $\sim 5$  Jy), mais reste tout de même difficile à positionner aisément à 6035 MHz. A 6030 MHz, bien que la structure soit beaucoup plus simple, les masers sont également moins intenses et la composante que nous avons choisie pour calibrer nos données n'est pas assez forte ( $\sim 1$  Jy) pour être détectée sans ambiguïté en position absolue.

Bien que n'ayant pas la position absolue nous pouvons tout de même recalculer notre position



### 6.3. PRÉSENTATION DES RÉSULTATS

par rapport à la position absolue obtenue par Moran et al. (1978) à 6035 MHz grâce à une identification directe, des composantes maser. Pour la carte à 6030 MHz, pour le moment il n'y a pas de moyen de la positionner avec une bonne confiance. Toute fois la correspondance de plusieurs groupes de composantes maser présentes dans les deux cartes à des vitesses semblables nous permettent d'aligner ces cartes.

#### 6.3.2 Carte du quasar NRAO150

Les figures (26) présentent les cartes de notre calibrateur NRAO150 obtenues à partir des 2 polarisations disponibles. On constate qu'il est très bien détecté. Son flux corrélé est cohérent sur les quatre cartes obtenues, avec une valeur moyenne autour de 0.6 Jy. Le calibrateur apparaît non résolu et ce que l'on observe est essentiellement le lobe synthétisé de notre réseau.

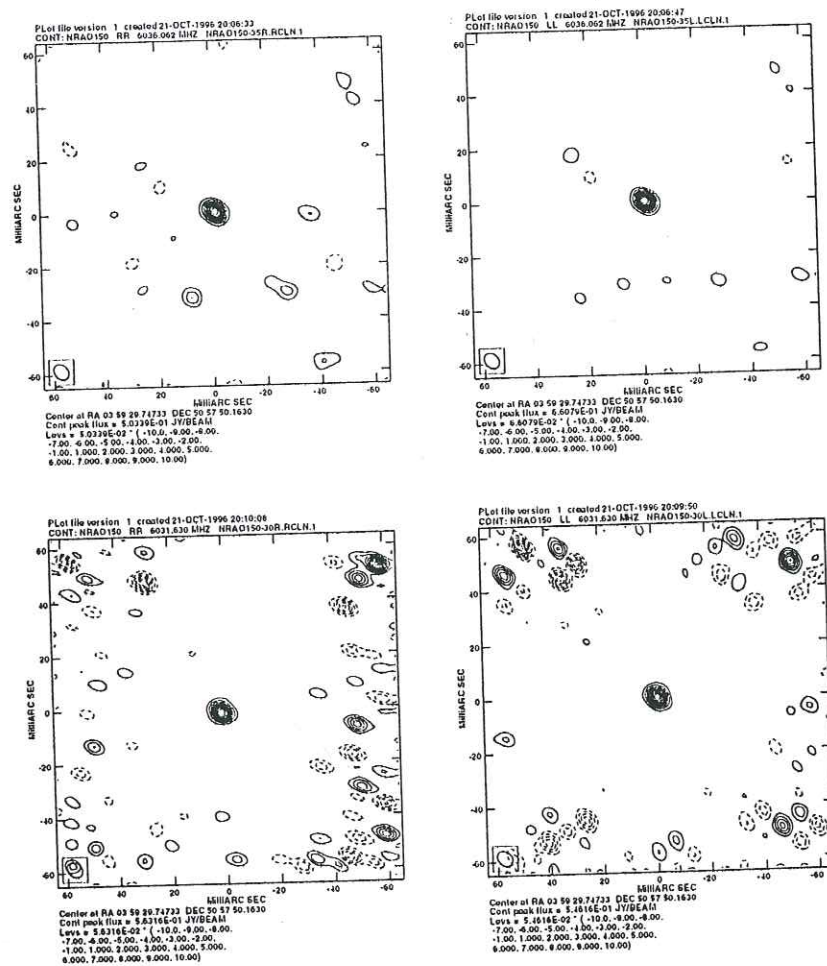


Figure 26: Carte du calibrateur NRAO150 pour les deux fréquences observées et pour chacune des polarisations.

## 6.3.3 Cartes des masers à 6035 MHz

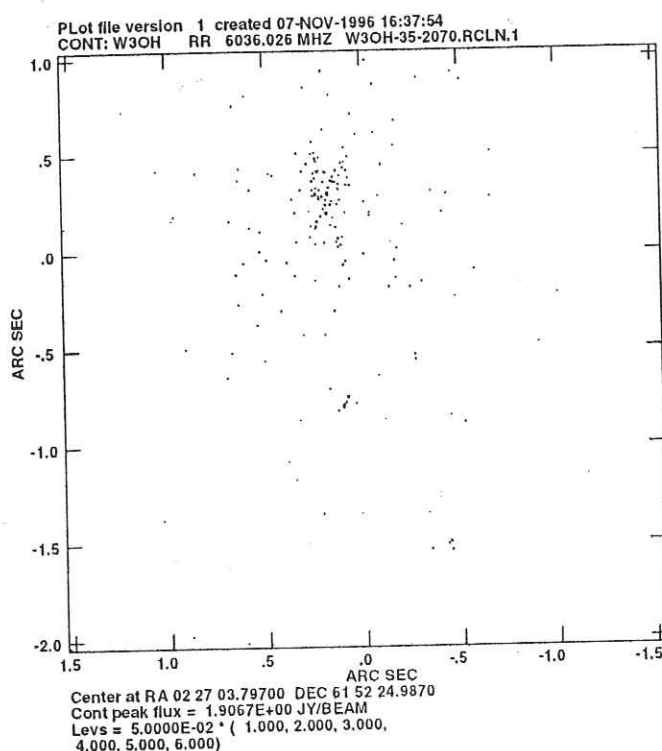


Figure 27: Carte à grande échelle de localisation des effets masers à 6035 MHz dans W3(OH). Cette carte a été obtenue en sommant les trente canaux centraux du spectre.

La carte (27) est une carte à grande échelle qui nous a permis de définir quatre zones préférentielles de recherche. Cette carte a été obtenue en effectuant une sommation de toute la partie nettement en émission du spectre, soit entre les vitesses -41.0 et -47.7 km/s. (Ceci a été réalisé en modifiant une tâche déjà existante, la tâche *AVSPC*, afin que l'on obtienne une somme et non une moyenne). C'était le moyen le plus aisé pour trouver les zones préférentielles pour un nettoyage plus profond. Nous avons néanmoins essayé une méthode plus classique afin de confronter nos résultats et de vérifier que l'on n'avait pas oublié de zone importante. Il faut générer une carte par canal de la zone complète (soit dans notre cas une carte de 2024x2048 pour couvrir plus de 2.5 seconde d'arc) puis transposer le cube pour rechercher les points d'émission avec la tâche *MOMNT*. Cet algorithme est très performant et nous a permis de confirmer les régions d'émission déjà trouvées, mais pour une carte il a fallu utiliser près de 3 GigaOctets de mémoire! Les cartes numérotées de 1 à 8 présentées en annexe B (page 141), sont les cartes obtenues pour les zones définies sur la carte à grande échelle. La taille du lobe de convolution a été prise égale à 6.5x5 mas avec un angle de position de 45° (la taille des cellules est de 1 mas).



Après avoir sélectionné 4 zones principales de recherche (on peut trouver en première page de l'annexe B (page 141) une carte générale permettant de mieux visualiser les positions des différentes fenêtres de nettoyage voir figure (40)), nous avons réalisé les cartes par canal de ces zones. Ces cartes sont présentées dans ce qui suit. Les régions extrêmement noircies trahissent la présence d'un maser relativement fort dans le canal ou en bordure extérieure. Ces quatre zones privilégiées de recherche présentent une certaine cohérence interne en vitesse, ainsi la zone 1 (la plus au nord de la carte), bien que présentant quelques valeurs extrêmes de vitesse (telles que  $-47.45 \text{ km/s}$  pour la composante I), reste dans un intervalle de vitesse compris entre  $[-41, -44]$ . De même la zone autour du point de référence présente des vitesses autour de  $-44.5 \text{ km/s}$  tandis que la zone 3 contient des vitesses centrées autour de  $-43.5 \text{ km/s}$  et que la zone 4, la plus au sud, présente des vitesses proches de  $-46 \text{ km/s}$ .

Afin de déterminer la position et les caractéristiques de chaque maser nous avons tenté d'utiliser une des tâches de AIPS (*SAD*) permettant d'ajuster jusqu'à 100 gaussiennes par canal avec plusieurs critères de sélection. En fait cette tâche n'a pu que nous donner la position des pics pour chacun des canaux et de nombreuses détections furent jugées non valables. Mais cela nous a permis de savoir où était chacun des masers et de faciliter l'extraction des paramètres. J'ai donc écrit un petit programme en Fortran me permettant d'aller lire les fichiers produits par *SAD* pour en faire une analyse selon l'axe des vitesses. J'ai pu ainsi fixer un critère de sélection nécessitant la détection de chaque maser sur au moins deux canaux consécutifs. J'ai pu, en outre définir les paramètres de largeur des raies et des positions en vitesse. Mais si les résultats sont convaincants pour les positions spatiales avec un accord total avec les cartes générées à partir des routines de nettoyage, l'obtention des vitesses et des largeurs de raies est nettement moins bonne. Nous avons alors essayé un autre des outils de AIPS, la tâche *XGAUS*, afin d'obtenir un fit gaussien selon l'axe des vitesses. Mais les résultats de cette tâche n'ont pas paru pas très facilement lisibles. Finalement je me suis décidé à sortir chacun des cubes de données sous format FITS et à les analyser sous CLASS. A cette fin j'ai écrit une macro permettant d'en effectuer une analyse. Cette macro me permet de calculer les spectres en chaque point d'une zone donnée puis de rechercher un fit gaussien pour les différentes raies<sup>6</sup>. Ensuite chaque courbe de lissage est sauvegardée puis toutes ces données sont cartographiées. J'ai pu obtenir ainsi des cartes de répartition des valeurs des pics de flux des ajustements gaussiens, ceci afin de vérifier la position de chacun des masers en la comparant aux positions déjà obtenues grâce à l'utilisation de *SAD*. Mais cette fois, en plus, j'ai pu mesurer beaucoup plus précisément la vitesse centrale de chacune des composantes masers ce qui est indispensable pour l'identification des paires Zeeman. J'ai également déterminé ainsi la largeur des raies.

<sup>6</sup>Afin de ne pas être perturbé par quelques "trous" dans les cartes j'ai coupé toutes les valeurs négatives du bruit de nos cartes.

Figure 28: Cartes des différents masers observés en polarisation droite à 6035 MHz. Les masers sont rangés A à T dans le même ordre que pour l'autre polarisation afin de faciliter les comparaisons. Les coordonnées sont relatives au centre de phase qui est le maser A ayant les coordonnées (0,0) et sont exprimées en mas.

Figure 29: Cartes des différents masers observés en polarisation gauche à 6035 MHz. Les masers sont rangés A à T dans le même ordre que pour l'autre polarisation afin de faciliter les comparaisons. Sur la première rangée de figures de cette polarisation (première page), la troisième boîte est quadruple (maser C) car ce maser n'a été formellement détecté que dans une seule polarisation. Les coordonnées sont relatives au centre de phase qui est le maser A ayant les coordonnées (0,0) et sont exprimées en mas.



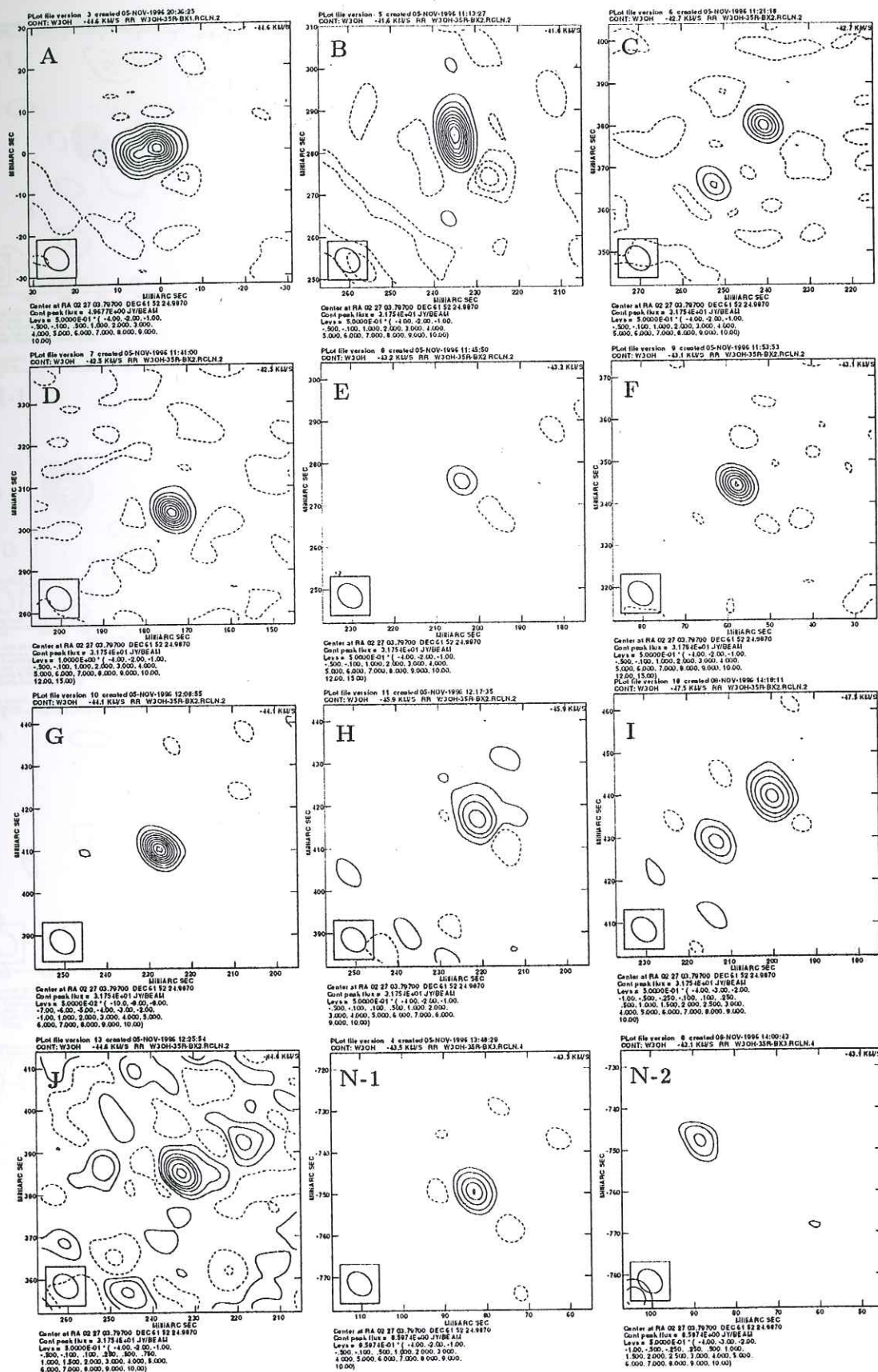


Figure 28:

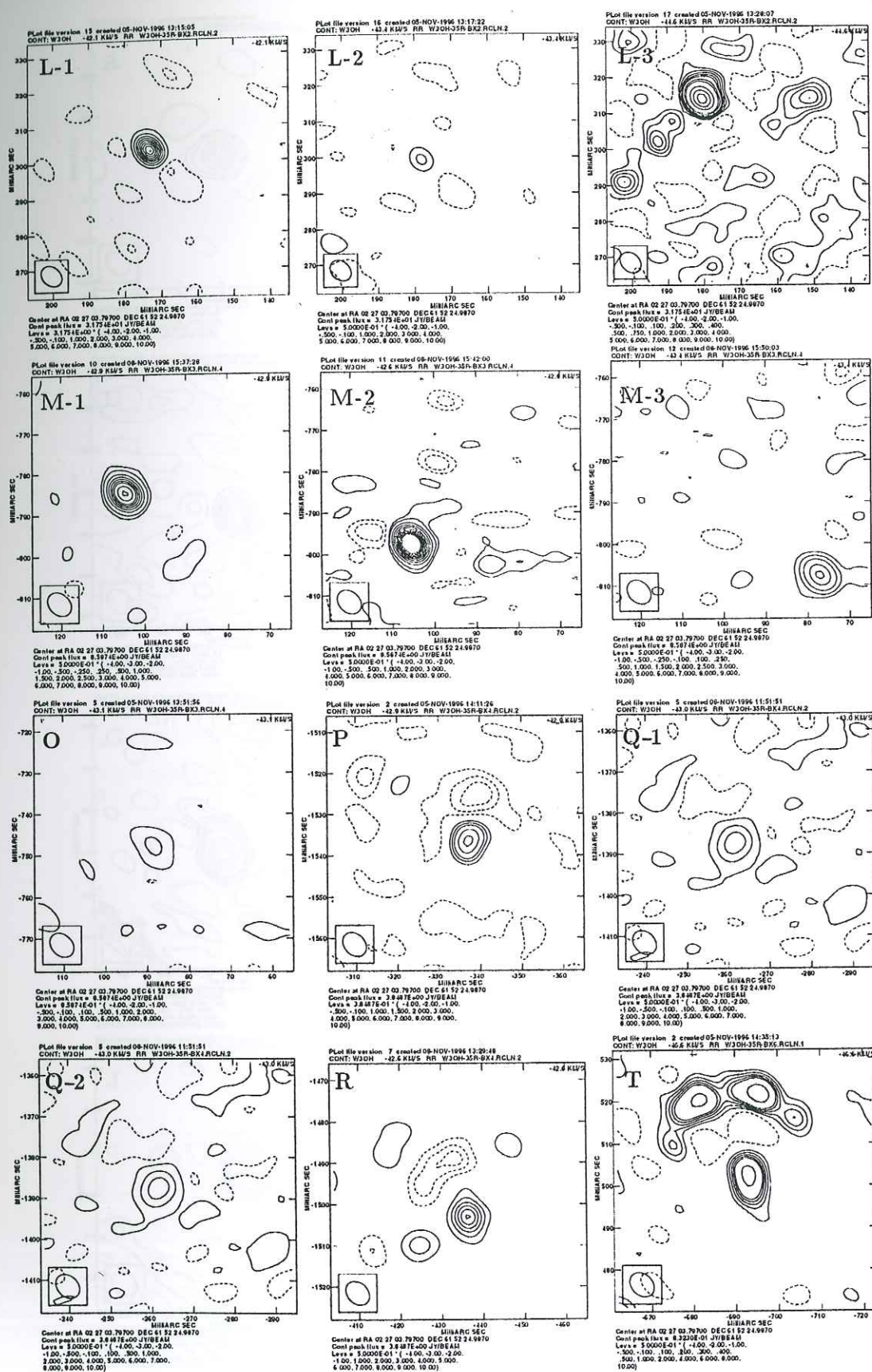


Figure 28:



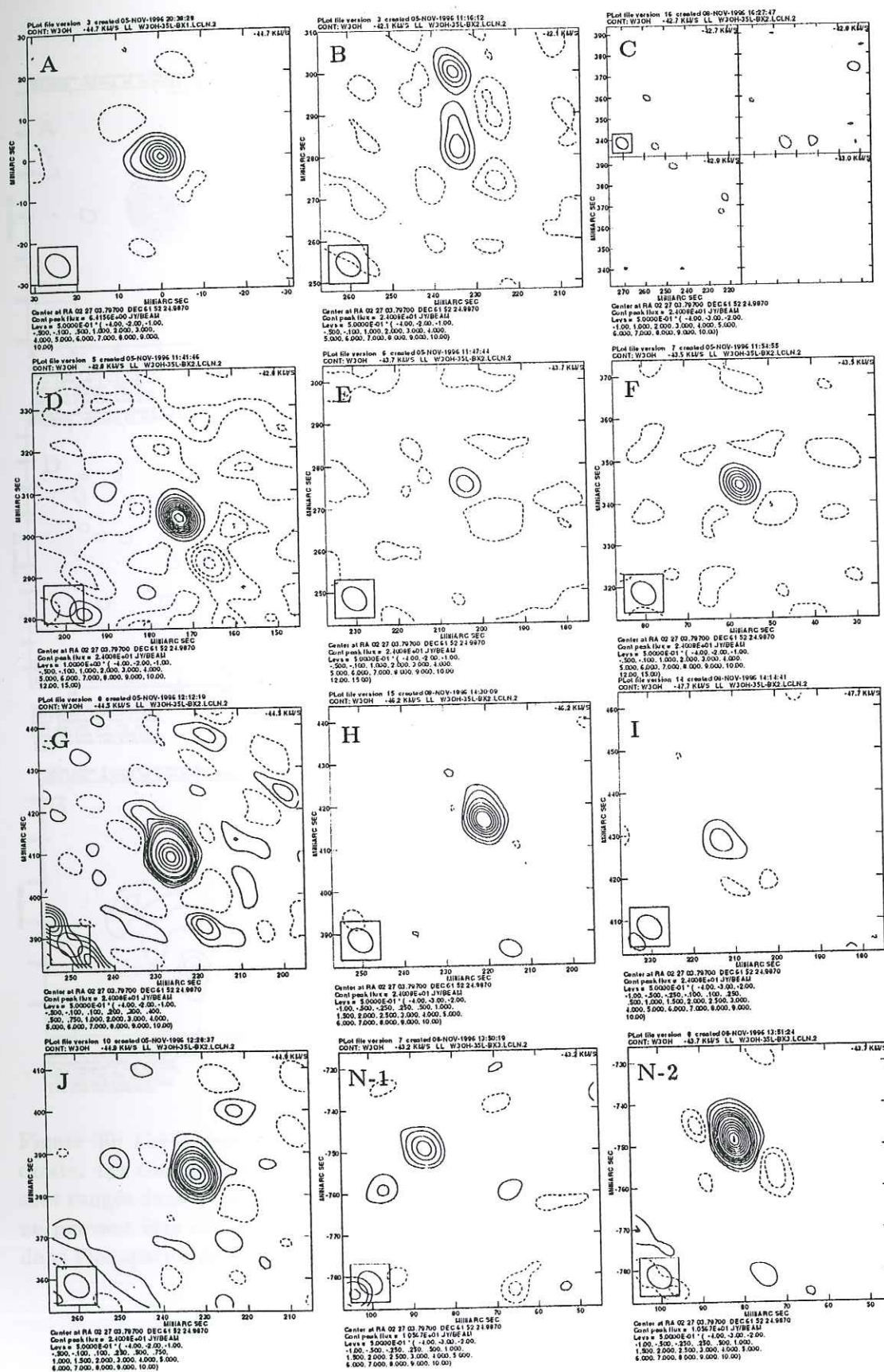


Figure 29:

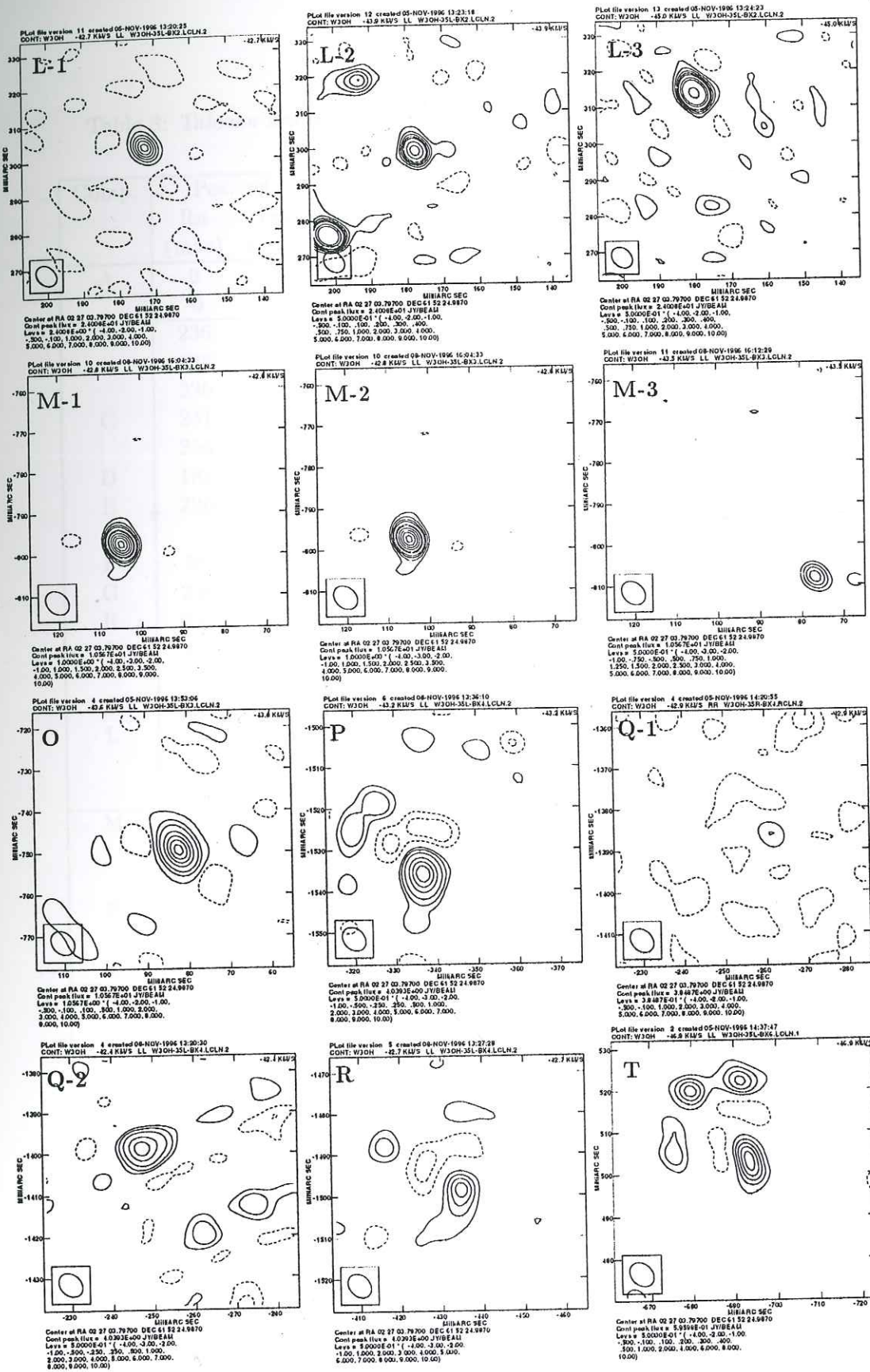


Figure 29:



Table 8: Tableau des paramètres des différentes composantes à 6035 MHz pour W3(OH).

Comp.	Pos. rel.		Vit. (km/s)	Larg. (km/s)	Pic (Jy/ lobe)	Pos. rel.		Vit. (km/s)	Larg. (km/s)	Pic (Jy/ lobe)
	Ra (mas)	Dec (mas)				Ra (mas)	Dec (mas)			
A	0	0	-44.50	0.22	4.27	0	0	-44.6	0.19	4.01
	-6	-10	-42.20	0.28	2.65					
B	236	300	-41.85	0.25	7.8	236	300	-42.4	0.23	9.57
	236	285	-41.60	0.17	4.6	235	284	-41.1	0.17	3.2
	236	265	-41.50	0.21	1.2	236	265	-41.95	0.15	2.3
C	241	381	-42.40	0.21	3.0	242?	380?	-42.45?	0.13?	0.94??
	253	366	-42.70	0.27	1.63	252?	368?	-42.75?	0.13?	0.7?
D	181	204	-42.50	0.31	10.49	180	204	-42.85	0.23	22.85
E	296	277	-43.20	0.30	1.29	205	274	-43.7	0.31	1.2
						195	282	-43.7	0.22	2.18
F	58	345	-43.10	0.20	3.45	58	345	-43.5	0.17	3.86
G	226	408	-44.30	0.16	2.02	227	410	-44.5	0.19	3.46
H	222	418	-45.90	0.26	1.26	222	418	-46.2	0.32	2.03
I	212	428	-47.20	0.16	0.7	212	428	-47.7	~0.2	<0.5
	201	441	-47.45	0.21	0.92					
J	232	385	-44.60	0.18	1.22	233	386	-44.95	0.20	2.28
L	174	304	-42.20	0.30	26.25	174	304	-42.75	0.26	15.04
	180	300	-43.40	0.11	1.86	179	301	-43.9	0.11	0.73
	182	315	-44.60	0.26	2.29	181	315	-45.0	0.2	1.11
M	105	-785	-42.90	0.3	2.5	105	-785	-43.1	0.28	1.4
	107	-797	-42.55	0.16	7.9	106	-797	-42.75	0.12	15.76
	77	-808	-43.40	0.2	0.8	77	-808	-43.5	0.24	0.71
N	83	-749	-43.55	0.29	3.7	83	-749	-43.6	0.28	5.8
	89	-748	-43.10	0.15	1.5	89	-749	-43.2	0.20	1.0
O	80	-804	-42.20	0.29	1.47	87	-805	-42.7	0.12	1.3
P	-336	-1536	-42.95	0.12	2.75	-337	-1535	-43.2	0.14	3.4
Q	-261	-1386	-42.95	0.12	1.43	-262	-1385	-43.2	0.18	1.52
	-246	-1400	-42.1	0.20	1.0	-246	-1399	-42.3	0.19	1.84
R						-261	-1394	-42.75		
	-434	-1502	-42.55	3.37	0.15	-434	-1502	-42.75	0.11	3.12
S	-780	102	-43.0							
T	-694	502	-46.60	0.14	0.89	-692	502	-46.85?	0.12?	0.38?
	-695	523	-46.55	0.18	0.77	-695	522	-46.80?	0.2?	0.38?
	-681	521	-46.60	0.12	0.65	-680	522	-46.80?	0.12?	

Les cartes des différents masers identifiées sont montrées sur les figures (28) et (29) correspondant respectivement aux cartes de polarisation droite et gauche. Les deux séries de carte sont présentées dans le même ordre afin de faciliter la comparaison entre les polarisations. Lorsque nous n'avons pas pu identifier de correspondant dans la polarisation opposée, la carte représente le bruit du canal ou l'on s'attendait à trouver de l'émission. Les résultats des ajustements des composantes maser sont regroupés dans le tableau (8). Les composantes auxquelles nous avons adjoint un ? sont faibles  $\sim 0.5$  Jy et auraient peu de signification si nous n'avions pas clairement détecté une émission à cette même position dans l'autre polarisation. La valeur extrême détectée est de  $\sim 26$  Jy (flux au pic de la gaussienne ajusté sur le spectre) et est localisée aux coordonnées relatives RA : +175 et Dec : +305 mas.

Dans les tableaux ((table (8) et (9)), les paramètres indiqués sont issus des paramètres des gaussiennes ayant pu être ajustées sur les spectres (pic d'intensité, position et largeur).

### 6.3.4 Cartes des masers à 6030 MHz

Les mêmes manipulations à 6030 MHz que celles décrites pour la transition à 6035 MHz, ont été effectuées. Les résultats sont présentés sous une forme analogue (voir les cartes (30), (31) et le tableau (9)). La valeur extrême détectée est de  $\sim 39$  Jy (flux au pic) et est localisée aux coordonnées relatives Ra: 0 et Dec: 0, c'est la composante de référence. Plusieurs zones de recherche ont été définies (voir figure (40) en première page de l'annexe B (page 141)). Une première zone s'étend autour du point de référence, les vitesses de cette zone sont cohérentes et restent dans un intervalle de vitesse entre -42 et -43 km/s. Une deuxième zone de recherche avait été définie en s'inspirant de la carte à 6035 MHz mais n'a donné aucun résultat (cette zone aurait dû correspondre à la région contenant le maser de référence pris pour les cartes à 6035 MHz). Puis viennent les zones 3 et 4, avec des vitesses respectives typiques entre -42 à -43 km/s et -46 à -47 km/s.



## 6.3. PRÉSENTATION DES RÉSULTATS

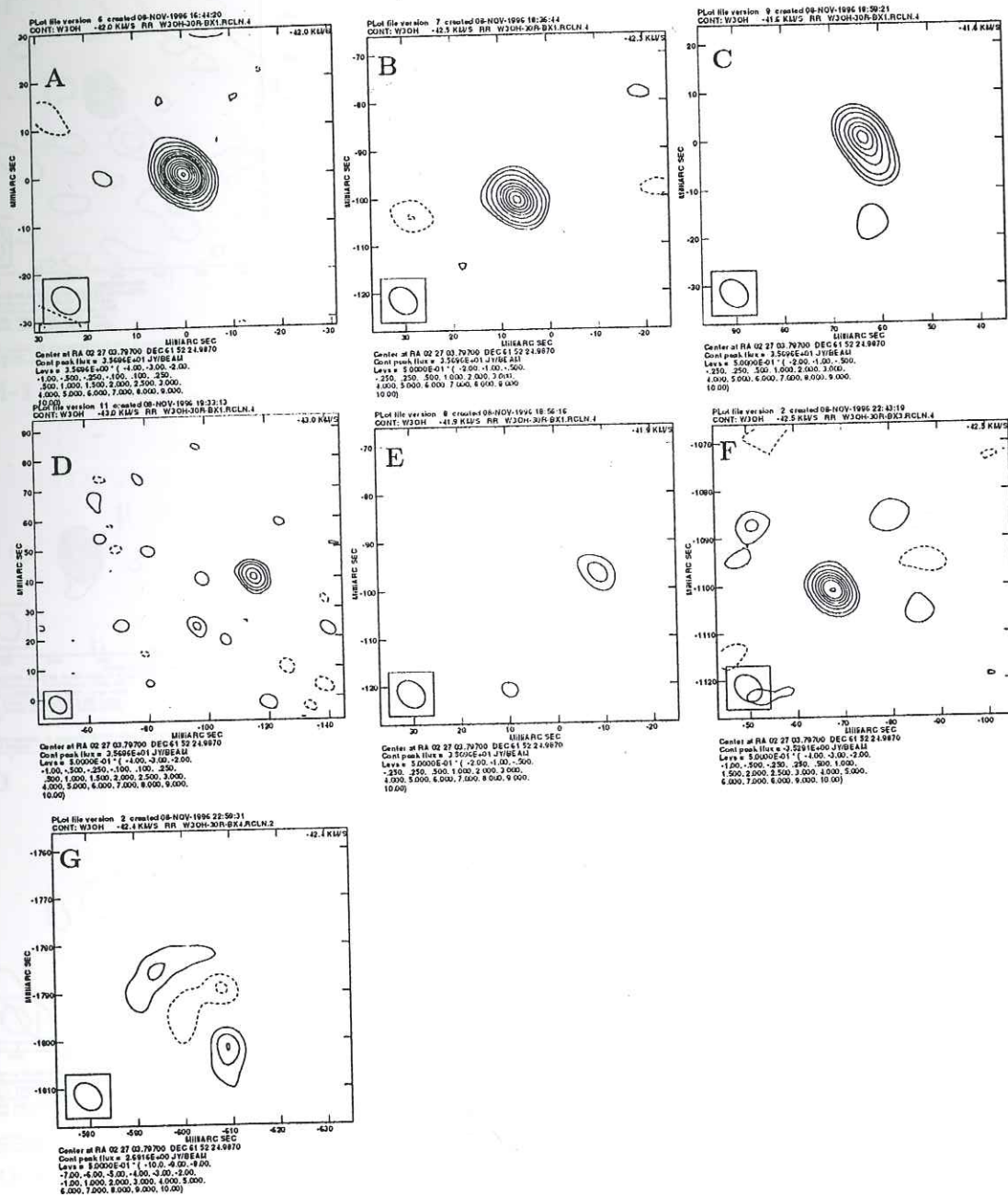


Figure 30: Cette page présente tous les masers qui ont été détecté à 6030MHz en polarisation droite. Les coordonnées, en mas, sont relatives au centre de phase coïcident avec le maser A. Ils sont rangés dans le même ordre que l'autre polarisation soit des composants A à G. Les positions ne peuvent être comparées directement à celles des masers à 6035 MHz vu que nous sommes dans l'incapacité de positionner les deux masers de référence l'un par rapport à l'autre.

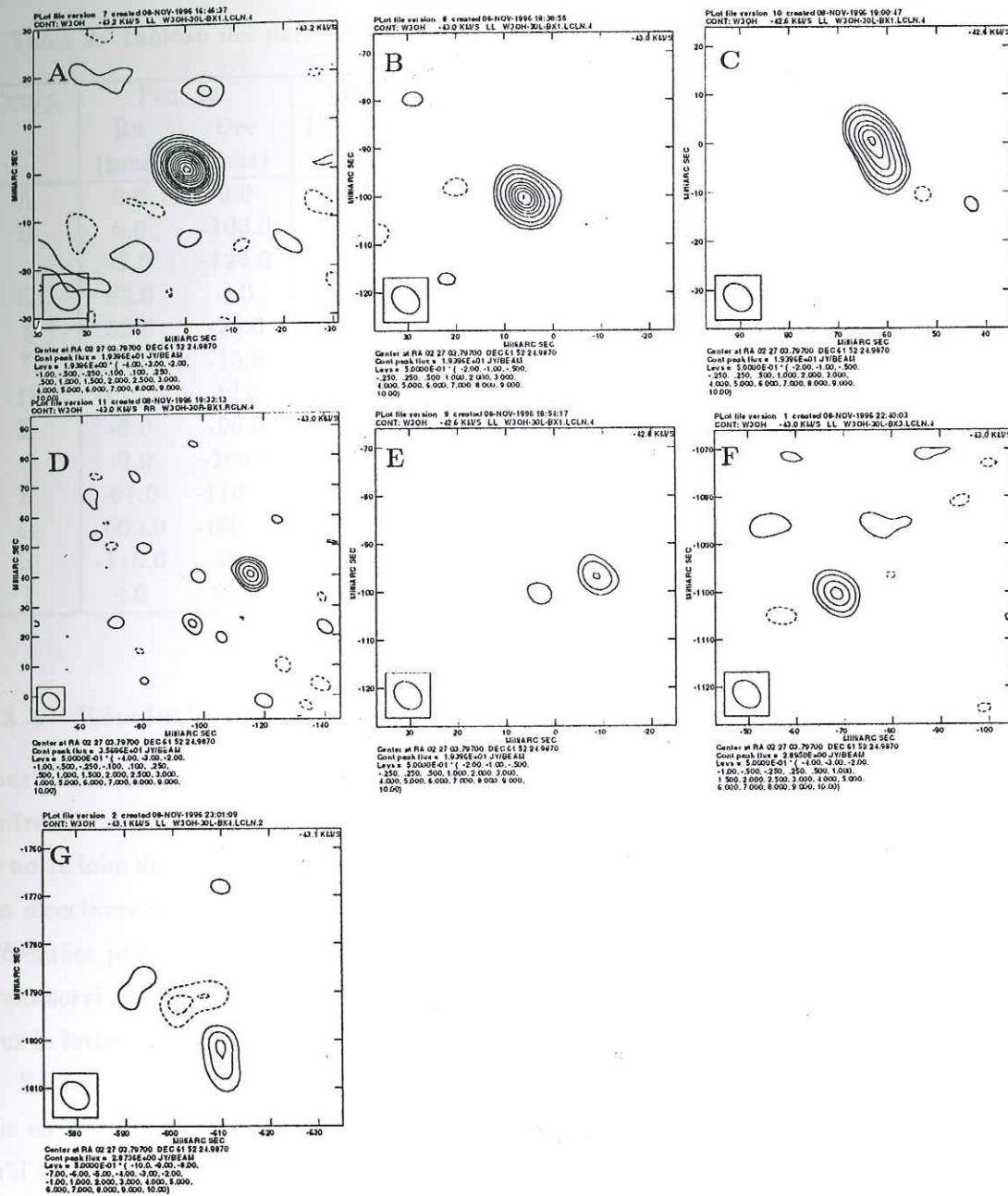


Figure 31: Cette page présente tous les masers qui ont été détecté à 6030MHz en polarisation gauche. Les coordonnées, en mas, sont relatives au centre de phase coïcident avec le maser A. Ils sont rangés dans le même ordre que l'autre polarisation soit des composants A à G. Les positions ne peuvent être comparées directement à celles des masers à 6035 MHz vu que nous sommes dans l'incapacité de positionner les deux masers de référence l'un par rapport à l'autre.



Table 9: Tableau des paramètres des différentes composantes à 6030MHz pour W3(OH).

Comp.	Pos. rel.		Vit. (km/s)	Larg. (km/s)	Pic (Jy/ lobe)	Pos. rel.		Vit. (km/s)	Larg. (km/s)	Pic (Jy/ lobe)
	Ra (mas)	Dec (mas)				Ra (mas)	Dec (mas)			
A	0.0	0.0	-42.05	0.18	38.40	0.0	0.0	-43.2	0.22	17.55
B	6.0	-100.0	-42.4	0.21	8.43	8.0	-100.0	-43.1	0.19	12.02
	-7.0	-124.0	-42.05	0.22	1.40	-8.0	-96.0	-42.6	0.19	1.20
C	63.0	1.0	-41.7	0.21	2.63	63.0	1.0	-42.55	0.21	3.53
?	50.0	-25.0	-41.9	0.17	0.60					
?	60.0	-15.0	-41.5	0.20	0.40?					
D	-116.0	42.0	-43.0	0.13	1.56	-116.0	40.0	-43.8	0.18	1.34
E	-8.0	-96.0	-41.9	0.20	0.40	-8.0	-96.0	-42.5	0.20	0.70
	-9.0	-100.0	-41.5	0.20?	0.20?	-10.0	103.0	-42.1	0.20	0.70
F	-67.0	-1101.0	-42.6	0.15	3.04	-67.0	-1101.0	-43.05	0.16	1.72
G	-609.0	-1802.0	-42.45	0.12	2.68	-609.0	-1802.0	-43.05	0.15	2.79
H	-118.0	42.0	-43.0	0.18	1.05	-118.0	42.0	-43.7	0.18	1.21
I	4.0	63.0	-42.05	0.18	1.16					

### 6.3.5 Résolution spatiale des composantes masers

Pour plusieurs masers il semble que notre résolution spatiale soit suffisante pour résoudre leur centre d'émission. Ainsi plusieurs masers n'apparaissent-ils pas simplement comme la réplique de notre lobe de résolution synthétisé mais ils présentent des extensions et des orientations selon des directions différentes de notre lobe comme on peut le constater sur l'ensemble des cartes présentées précédemment. On peut aussi le remarquer sur la carte (39) présentant le maser ayant servi comme référence pour les cartes à 6035 MHz (il s'agit du maser référencé par la suite sous la lettre A).

En fait, on peut se demander si on a vraiment résolu un maser ou plutôt si l'on n'a pas mis en évidence un groupement de masers. En fait si l'on regarde les masers L on constate qu'il y a trois masers extrêmement proches qui, avec une moins bonne résolution, auraient pu apparaître comme un seul avec une structure étendue vers le sud. Aussi on peut se demander si tous les masers que l'on observe présentant une extension ne sont pas plutôt deux ou plusieurs masers regroupés plutôt qu'un seul. Une telle analyse devrait pouvoir être extraite de l'étude des spectres de chacun des masers.

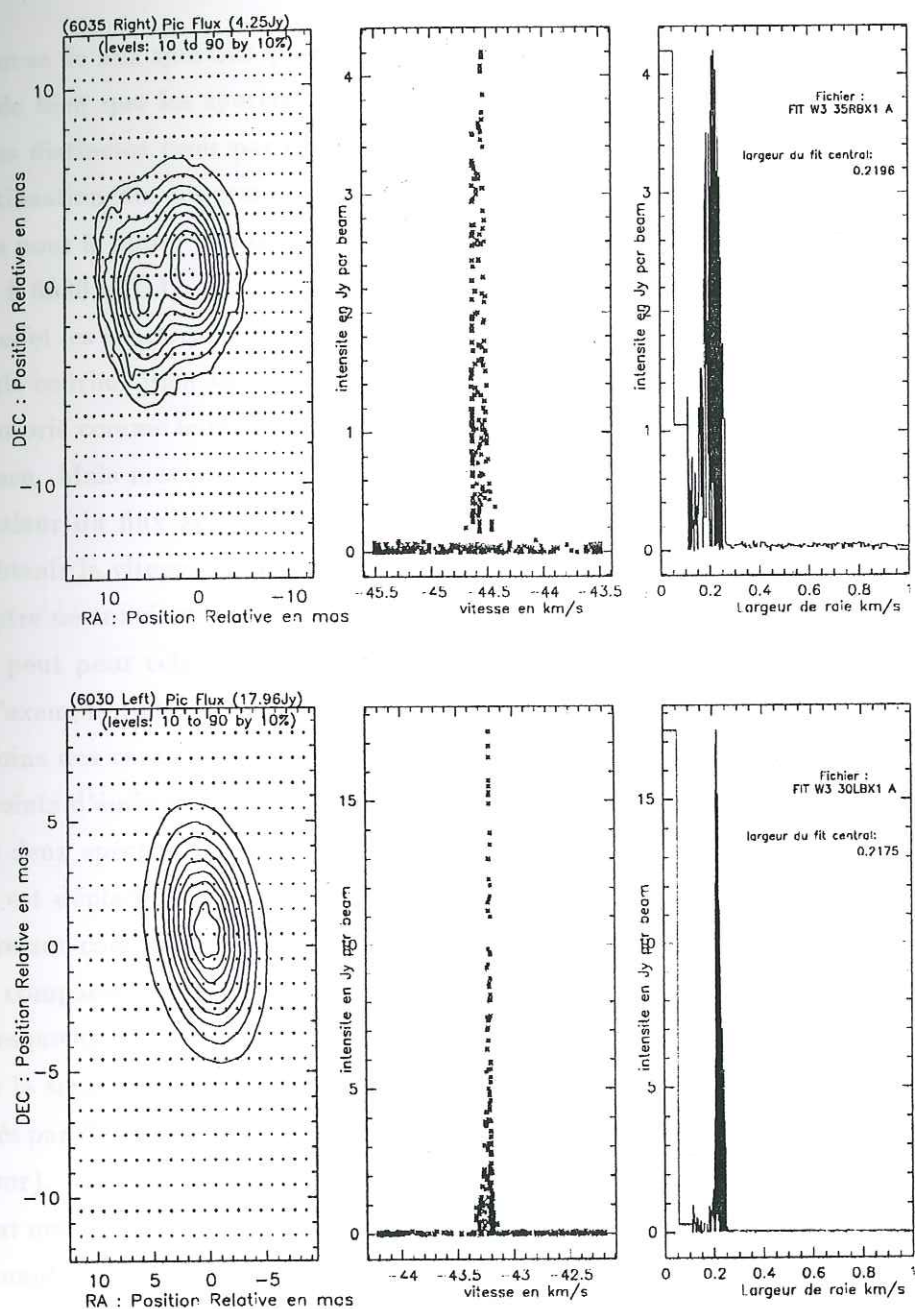


Figure 32: Résultats typiques de ce que j'obtiens avec le dépouillement sous CLASS et GREG. Le premier cas concerne le maser A à 6035 MHz de polarisation droite et le deuxième est le maser A de polarisation gauche. Pour chacun nous obtenons, la distribution spatiale des pics d'intensité en  $\alpha$ - $\delta$  (mas) relativement au centre de phase, les points sont les positions pour lesquelles les spectres ont été extraits pour calculer un lissage. Le deuxième graphique nous donne la distribution, selon la vitesse en km/s, des pics d'intensité (exprimés en Jy). Enfin le troisième graphe nous montre la distribution des largeurs des gaussiennes calculées sur chaque points (voir premier graphe) en fonction de leur valeur maximale (en Jy).



Si on se fie aux spectres que j'ai obtenus avec mes procédures de dépouillement sous CLASS, il semble bien que les spectres de ces sources s'interprètent plutôt à l'aide de plusieurs composantes distinctes (voir par exemple la figure (32) présentant les résultats que nous obtenons par l'utilisation des programmes CLASS et GREG). Les deux exemples montrent les résultats obtenus pour le maser identifié A à 6035 MHz de polarisation droite et le maser A de polarisation gauche à 6030 MHz)

En effet les spectres ne présentent pas une raie simple en émission qui pourrait être lissée par une seule courbe. Bien au contraire les spectres semblent présenter des épaulements qui peuvent être compris comme le résultat de la somme de plusieurs composantes très légèrement séparées en vitesse. Mais mes procédures n'impriment finalement que la position en vitesse en fonction de la valeur du flux au pic de chacun des ajustements obtenus. Ceci est amplement suffisant pour obtenir la vitesse centrale et la valeur du flux maximum de chacune des composantes mais par contre ne convient pas pour une analyse plus poussée de la forme du spectre résultant.

On peut pour cela examiner les spectres extraits par CLASS en différents point du maser. Dans l'exemple (33) les deux spectres montrés proviennent du même maser mais présentent néanmoins des caractéristiques différentes. Ces deux spectres sont tirés de ce qui semble être deux points d'émission du maser de référence à 6035 MHz.

Les deux spectres laissent apparaître des raies simples. La position en vitesse du centre de la raie est déplacé; on peut ainsi tenter d'analyser les gradients de vitesses mesurés à partir des diverses composantes et en déduire des informations précises sur la dynamique de cette région compacte. De plus, il semble bien que l'on puisse trouver des directions privilégiées selon lesquelles s'alignent les émissions masers. De telles structures pourraient être expliquées comme la signature de jets au sein desquels se formeraient les masers. De tels jets ont déjà été observés par Baudry et Diamond (1996) à 13.4 GHz (état  $J=\frac{7}{2} \rightarrow \frac{5}{2} \text{H}_2$  soit le niveau immédiatement supérieur).

Pour notre expérience on peut définir la température de brillance typique de nos observations. En prenant

$$T_B = \frac{S \lambda^2}{2 k \theta_{\text{apparent}}^2} \quad (63)$$

Ceci nous donne comme température de brillance :

$$T_B = 1.11 \cdot 10^9 \text{KJy}^{-1} / \text{lobe} \quad (64)$$

en prenant pour la taille typique des sources la taille de notre lobe synthétisé (soit  $5 \times 6.5$  mas). On peut ainsi calculer les températures de brillance de nos diverses sources et l'on trouve des valeurs s'échelonnant entre  $10^9$  K et  $10^{10}$  K, dans le tableau (11 nous avons calculé les températures de brillance pour chacun des masers observés). Ce tableau présente également un certains nombre

262; 2 W3OH OH F 3-3 EVN O: 27-AUG-2024 R: 10-NOV-1996  
RA: 2:27:03.797 DEC: 61:52:24.99 (2000.0) Offs: 0.0 0.0 Eq  
Unknown Tau: .0000E+00 Tsys: 50.00 Time: .0000E+00 El: .00  
N: 61 I0: -22.00 V0: -38.48 Dv: -.1109 Unkn  
F0: 6035.09200 Df: 2.2321E-03 Fi: 294001.862  
B ef: 1.000 F ef: 1.000 G im: 1.000

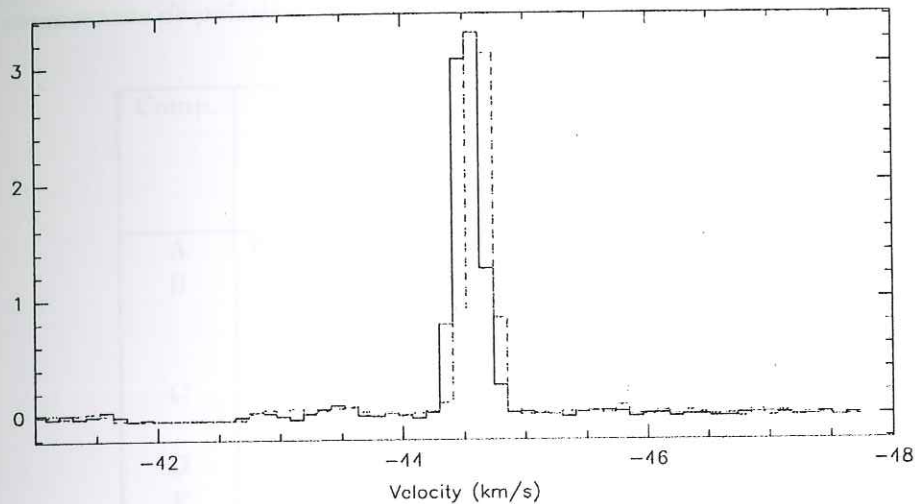


Figure 33: Sur cette figure nous pouvons voir l'un des spectres qui a été obtenu sur le maser A (6035 droit). Le spectre en trait continu provient de région centrale (0,0) tandis que le spectre en pointillés provient des coordonnées (+5.5, -0.5), ce qui est à peu près le point central de l'extension.

d'autres paramètres physiques directement dérivables de nos observations. Ainsi nous avons calculé également la luminosité et le flux intégré des différents masers.



Table 10: Tableau de quelques uns des paramètres physiques des composantes masers à 6035 MHz (D : composante de polarisation circulaire droite, G : composante de polarisation circulaire gauche).

Comp.	Flux		Luminosité		Température de brillance	
	Jy.km/s		Jy km.s <sup>-1</sup> kpc <sup>2</sup>		10 <sup>9</sup> K	
	D	G	D	G	D	G
A	0.93	0.76	20.67	19.41	4.76	4.47
B	1.95	2.2	37.75	46.32	8.69	10.67
	0.78	0.54	22.26	15.49	5.13	3.57
	0.25	0.345	5.81	11.13	1.34	2.56
C	0.63	0.12	14.52	4.55	3.34	1.05
	0.44	0.09	7.89	3.39	1.82	0.78
D	3.25	5.26	50.77	110.59	11.69	25.47
E	0.39	0.37	6.24	5.81	1.44	1.34
		0.48		10.55		2.43
F	0.69	0.66	16.70	18.68	3.85	4.30
G	0.3	0.662	9.78	16.75	2.25	3.86
H	0.33	0.65	6.10	9.83	1.40	2.26
I	0.11	0.1	3.39	2.42	7.80	5.57
	0.19		4.45		1.03	
J	0.21	0.46	5.90	11.04	1.36	2.54
L	7.88	3.91	127.05	72.79	29.26	16.77
	0.20	0.08	9.00	3.53	2.07	8.14
	0.60	0.22	11.08	5.37	2.55	1.24
M	0.75	0.39	12.1	6.78	2.79	1.56
	1.26	1.89	38.24	76.28	8.81	17.57
	0.16	0.17	3.87	3.44	8.92	7.91
N	1.07	1.62	17.91	28.07	4.12	6.47
	0.23	0.2	7.26	4.84	1.67	1.11
O	0.43	0.16	7.12	6.29	1.64	1.45
P	0.33	0.48	13.31	16.46	3.07	3.79
Q	0.17	0.27	6.92	7.36	1.59	1.69
	0.12	0.35	4.84	8.90	1.11	2.05
R	0.51	0.34	0.73	15.10	1.67	3.48
S						
T	0.12	0.05	4.31	1.84	9.92	4.24
	0.14	0.07	3.73	1.84	8.58	4.24
	0.08		3.15		7.5	

Table 11: Tableau de quelques uns des paramètres physiques des composantes masers à 6030 MHz (D : composante de polarisation circulaire droite, G : composante de polarisation circulaire gauche)

Comp.	Flux		Luminosité		Température de brillance	
	Jy.km/s		Jy km.s <sup>-1</sup> kpc <sup>2</sup>		10 <sup>9</sup> K	
	D	G	D	G	D	G
A	6.91	3.86	185.86	84.94	42.81	19.57
B	1.77	2.28	40.80	58.18	9.40	13.4
	0.31	0.29	6.78	5.80	1.56	1.34
C	0.55	0.74	12.73	17.09	2.93	3.94
	1.10		2.90		6.69	
	0.08		1.94		4.46	
D	0.21	0.24	7.55	6.49	1.74	1.49
E	0.08	0.14	1.94	3.39	4.46	7.8
	0.04	0.14	0.97	3.39	2.23	7.80
F	0.46	0.29	14.71	8.32	3.39	1.92
G	0.32	0.42	12.97	13.5	2.99	3.11
II	0.19	0.21	5.0	15.86	1.17	1.35
I	0.21		5.61		1.29	

### 6.3.6 Obtention du champ magnétique

La mesure du champ magnétique a nécessité beaucoup d'effort avant d'aboutir à des résultats relativement fiables. En effet, il existe peu de solutions actuellement sous AIPS (ou je ne les connais pas) pour extraire de manière simple et fiable les paramètres des raies maser. La principale tâche que l'on puisse utiliser est *SAD* qui permet de rechercher dans chaque plan de vitesse des centres d'émission. Le principal problème de cette routine, dans l'état où nous l'avons utilisée) est que chaque canal de vitesse est traité de manière complètement séparée des autres et que, en fin de compte, on ne peut obtenir aucune information sur la largeur des raies ou fixer comme critère d'identification d'une source maser, un nombre minimal de détection dans des canaux successifs. De plus, un grand nombre de pics d'émission trouvés par cette tâche ne correspondaient pas à des masers (les fichiers bruts dans cette première étape ont généré plus de 200 pics). Afin de résoudre ce problème, j'ai écrit un petit programme en Fortran qui me permet de récupérer les fichiers produits par *SAD* afin de mener une étude en vitesse.



Table 12: Mesure du champ magnétique à partir de nos observations à 6030 et 6035 MHz.  
Les traits horizontaux séparent les différentes zones dans lesquelles nous avons recherché de l'émission.

Résultats à 6035					Résultats à 6030				
Comp.	RA (mas)	DEC (mas)	Vit. (kms <sup>-1</sup> )	Champ Mag. (mGauss)	Comp.	RA (mas)	DEC (mas)	Vit. (kms <sup>-1</sup> )	Champ Mag. (mGauss)
A	0	0	-14.55	1.78	A	0.0	0.0	-42.63	14.6
B	236	300	-42.13	9.70	B	6.0	-100.0	-42.75	8.9
	236	285	-41.35	8.90		-7.0	-124.0	-42.33	7.0
	236	265	-41.73	8.00	C	63.0	1.0	-42.13	10.7
C	241	381	-42.43	0.89?		50.0	-25.0		
	253	366	-42.76	0.89?		60.0	-15.0		
D	181	204	-42.68	6.22	D	-116.0	-42.0	-43.4	10.2
E	296	277	-43.45	8.89	E	-8.0	-96.0	-42.2	7.6
F	58	345	-43.30	7.11		-9.0	-100.0	-41.8	7.6
G	226	408	-44.40	3.56	F	-67.0	1101.0	-42.83	5.72
H	222	418	-46.05	5.33	G	-609.0	-1802.0	-42.75	7.62
I	212	428	-47.45	8.89	II	-118.0	-42.0	-43.35	8.89
J	232	385	-44.78	6.20					
L	174	304	-42.48	9.77					
	180	300	-43.65	8.90					
	182	315	-44.80	7.11					
M	105	-785	-43.00	3.55					
	107	-797	-42.65	3.55					
	77	-808	-43.45	1.78					
N	83	-749	-43.58	0.89					
	89	-748	-43.15	1.78					
O	80	-804	-42.45	8.89?					
P	-336	-1536	-43.08	4.44					
Q	-261	-1386	-43.08	4.44					
	-246	-1400	-42.2	3.55					
R	-434	-1502	-42.65	3.56					
S	-780	102							
T	-694	502	-46.73	4.4?					
	-695	523	-46.68	4.4?					
	-681	521	-46.70	4.4?					

Je peux ainsi définir pour chaque composante encore hypothétique un certain volume de recherche spatiale et définir un nombre de canaux minimums de détection. Au passage je peux calculer une vitesse pour le centre possible de la raie en recalculant la position en vitesse de chaque plan puis en effectuant une moyenne pondérée des différentes vitesses de détection du maser. Sans tenir compte en aucune façon de la répartition apparente des masers (au vu des cartes que j'avais déjà produites), l'association de ces deux étapes m'a permis de retrouver tous les masers aisément détectables, sur les cartes, et découvrir d'autre maser plus faibles ou à des positions en vitesse (ou spatiale) que je n'avais pas encore explorées. De ce point de vue ce fut un succès, mais les intensités du champ magnétique calculées à partir de ces résultats fluctuaient beaucoup trop, allant jusqu'à près de deux ordres de grandeur de différence. Le problème vient uniquement de la détermination en vitesse du centre de la raie. De plus certains masers couvrant plusieurs canaux pouvaient ne pas être détectés sur l'un des canaux centraux ce qui faussait la position en vitesse du maser.

J'ai donc décidé d'exporter mes données sous CLASS, un programme que je connais bien pour l'avoir utilisé lors de la réduction de nos données en antenne unique avec Effelsberg (voir chapitre 4). Des résultats précédents je n'ai conservé que la position des masers afin de simplifier la recherche avec CLASS. Le passage de AIPS à CLASS ne posa aucun problème par l'intermédiaire du format FITS. La forme sous laquelle j'ai obtenu mes résultats est déjà présentée plus haut (voir figure (32)). J'ai ainsi obtenu des positions beaucoup plus précises et qui comparées avec les cartes directement réalisées sous AIPS, concordent parfaitement, ce qui en un sens est rassurant. De plus ces représentations nous permettent de retrouver la structure plus étendue des masers de manière similaire aux cartes tracées par AIPS. On peut donc avoir une bonne confiance pour ces routines de traitement. Nous avons obtenu dans la quasi totalité des cas un accord en position pour les composantes droite et gauche de l'ordre de la milliseconde d'arc soit une fraction du lobe synthétisé. Une telle précision dans nos résultats nous permet de conclure avec une bonne confiance à la présence de l'effet Zeeman. Pour W3(OH) notre résolution spatiale est de  $11 \times 14.3$  UA). La position en vitesse est extraite de la position en vitesse du centre des gaussiennes ajustées aux spectres. Dans la figure (32), le deuxième graphique nous donne la distribution en vitesse du centre de toute les gaussiennes ayant été ajustées sur l'image visible sur le premier graphe.



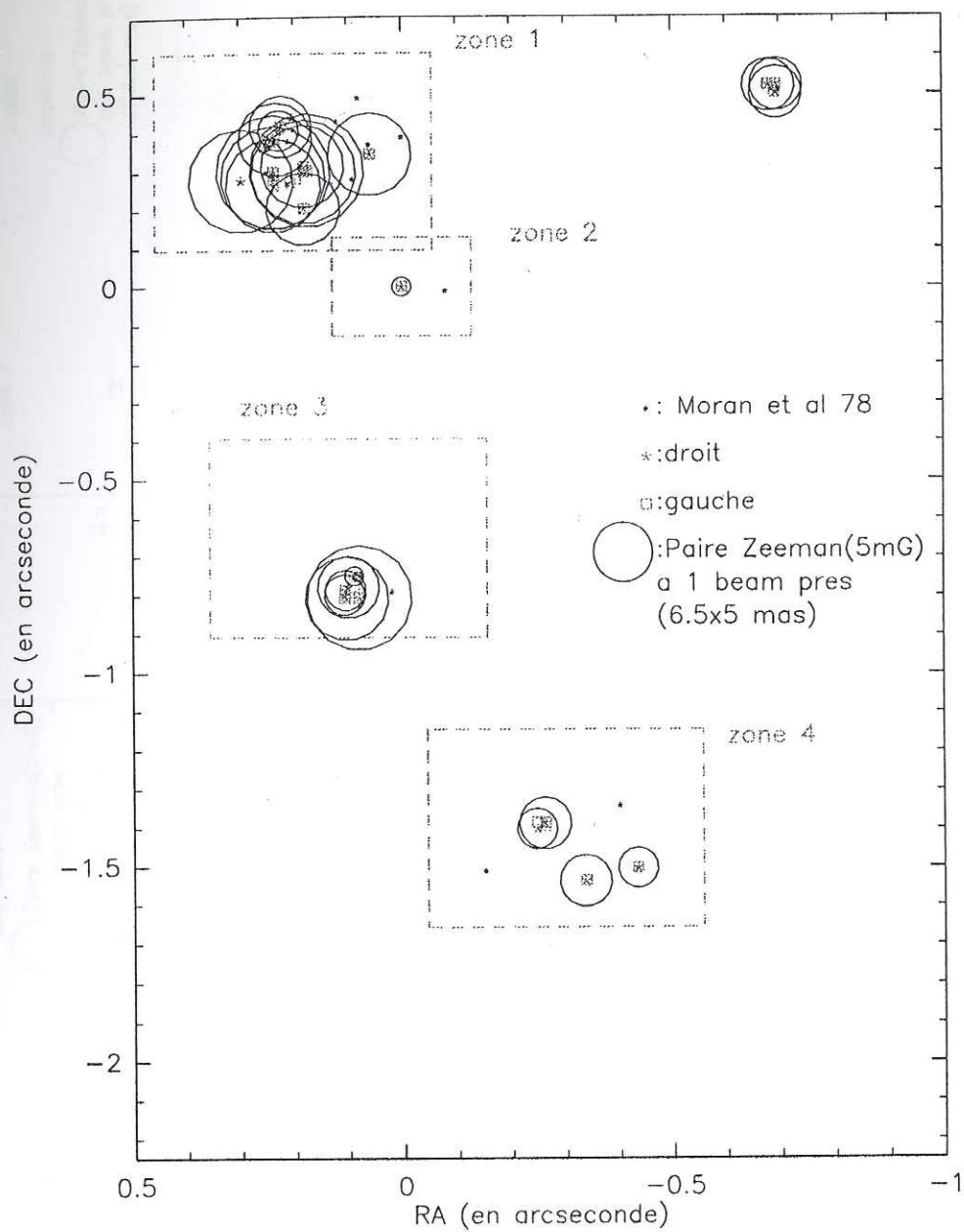


Figure 34: Localisation spatiale des paires Zeeman que nous avons pu identifier à 6035 MHz. La valeur du champ magnétique de chaque paire est représenté par un cercle dont le rayon est proportionnel à l'intensité du champ.

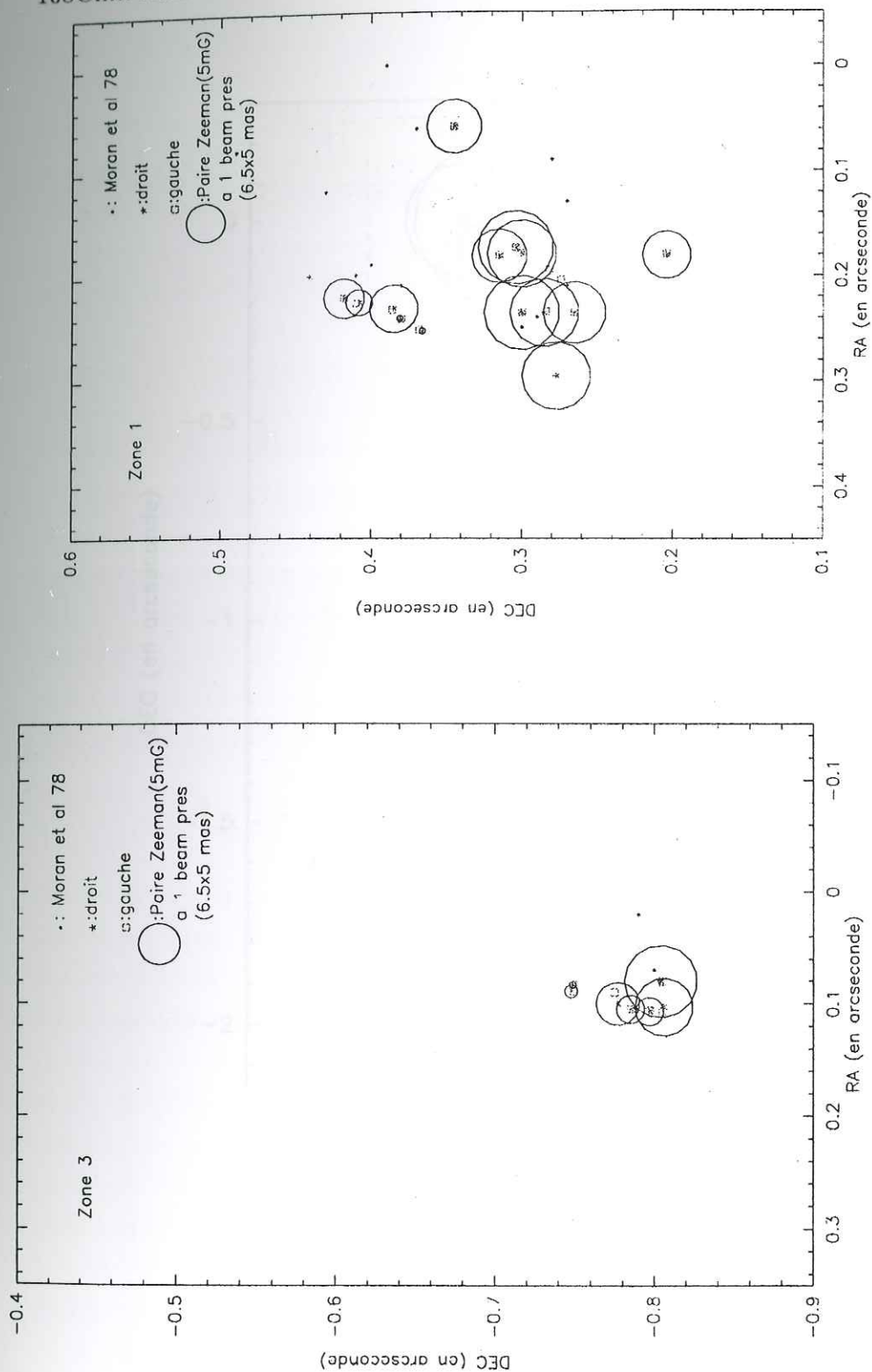


Figure 35: Vue des zones 1 et 3 extraites de la carte à 6035 MHz



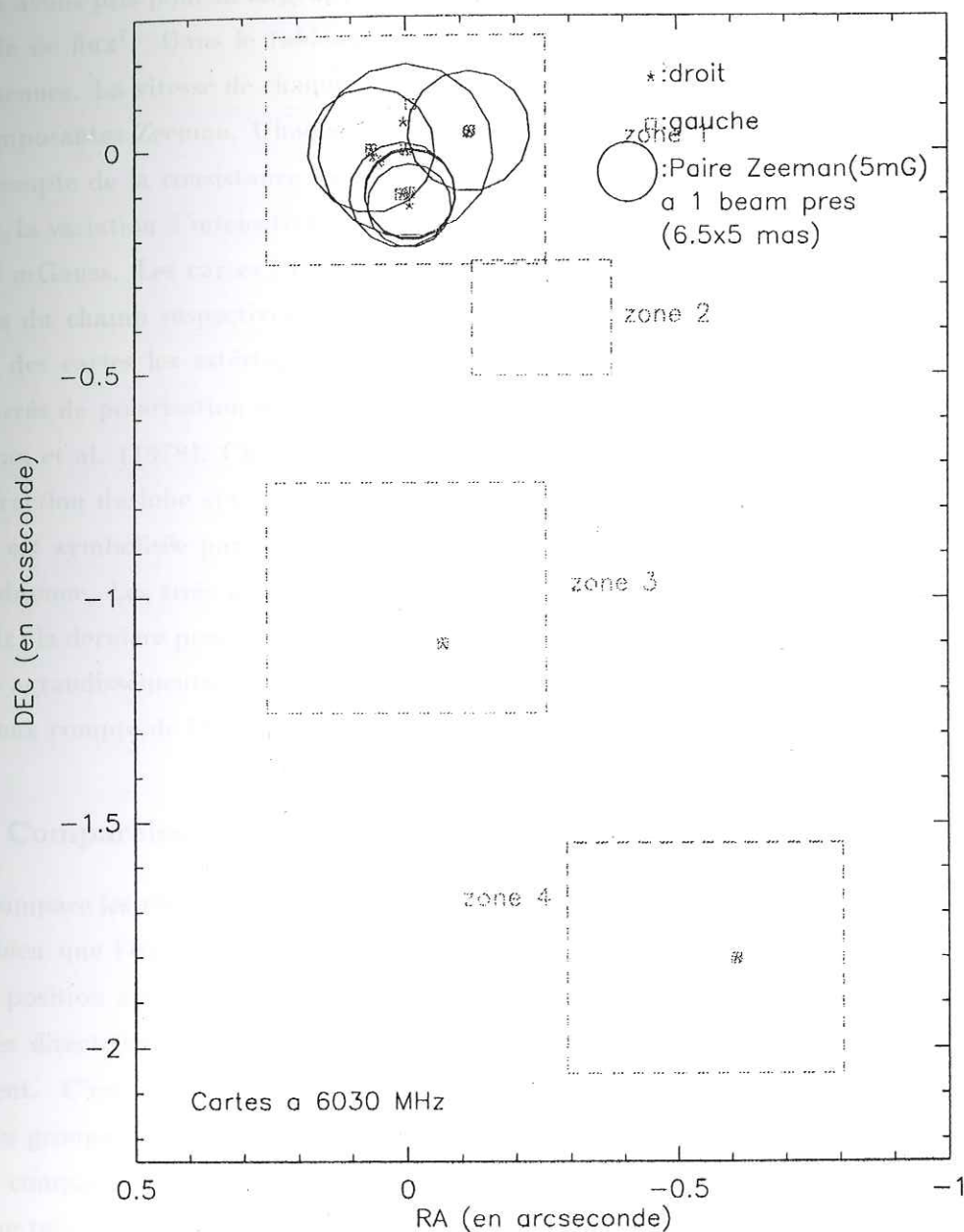


Figure 36: Carte des mesure du champ magnétique basé sur nos observation à 6030 MHz. La valeur du champ magnétique de chaque paire est représenté par un cercle dont le rayon est proportionnel à l'intensité du champ.

Nous avons pris pour la largeur du maser, la largeur de la gaussienne ayant donné la valeur maximale de flux<sup>7</sup>. Dans le tableau (12), nous présentons les valeurs du champ magnétique ainsi obtenues. La vitesse de chaque paire Zeeman est la moyenne arithmétique des vitesses des deux composantes Zeeman. Chaque zone a été séparée par une ligne horizontale afin de mieux rendre compte de la consistance locale de nos résultats. On constate ainsi que, d'une manière générale, la variation d'intensité à l'intérieur de chaque région est relativement faible, de l'ordre de 1 à 2 mGauss. Les cartes (34) et (36) donnent la distribution spatiale des différentes valeurs mesurées du champ respectivement à partir de nos données à 6035 MHz et 6030 MHz. Pour chacune des cartes les astérisques symbolisent la détection d'un maser de polarisation droite et les carrés de polarisation gauche. Les petites étoiles sont les composantes masers observées par Moran et al. (1978). Chaque paire Zeeman correspond à la localisation en un même point (à une fraction du lobe synthétisé près) de composantes proches en vitesse et de polarisation opposée est symbolisée par un cercle dont le rayon est une fonction linéaire de l'intensité du champ obtenue. Les trois premières cartes présentent les résultats obtenus pour la transition à 6035 MHz; la dernière provient des résultats obtenus à 6030 MHz. Les deux cartes intermédiaires sont des agrandissements des boîtes 1 et 3 respectivement de la carte à 6035 MHz. On se rend ainsi mieux compte de l'homogénéité de nos résultats.

### 6.3.7 Comparaison des cartes à 6030 et 6035 MHz

Si l'on compare les résultats obtenus pour ces deux fréquences, on constate certaines correspondances bien que l'on ne puisse pas aligner avec certitude nos cartes, puisque l'on ne connaît pas leur position absolue. Si l'on compare les cartes à grande échelle il semble naturel d'aligner les cartes directement afin que les trois zones d'émission principales de chacune des raies se recouvrent. C'est ainsi que l'on positionne le point de référence de la carte à 6030 MHz au milieu du groupe de masers (zone I) le plus au nord de la carte à 6035 MHz. Les vitesses sont bien sur comparables. De plus si l'on compare les valeurs de champ obtenues dans chacune des raies, une telle identification permet de rester relativement cohérent dans les valeurs du champ magnétique. Nous avons donc trois raisons différentes pour soutenir un tel alignement. Mais bien sûr celui-ci reste contestable et seule l'obtention de la position absolue directement à partir du calibrateur pourra lever cette incertitude.

Si l'on accepte un tel alignement on constate que les vitesses centrales obtenues pour les paires Zeeman de chacune des polarisations sont concordantes (entre -42 et -44 km/s). Une telle coïncidence spatiale semble confirmer la similarité des conditions physiques prévalant à la

<sup>7</sup>On aurait pu également considérer la largeur apparente de la distribution obtenue ou encore une moyenne pondérée de chacune des valeurs obtenues pour toute les gaussiennes.



naissance de ces deux types de masers. Dans les deux raies la zone la plus au nord présente le plus grand nombre de points masers. On peut noter également que cela entraîne que les deux émissions les plus intenses dans chacune des raies sont situées dans la même zone.

Il est intéressant également de noter que, bien que le flux des spectres de corrélation croisée à 6035 MHz soit plus important que le flux de ceux à 6030 MHz (typiquement et pour un même intervalle horaire de l'ordre d'une heure), on trouve que le flux maximum sur la ligne de base Effelsberg-Jodrell markII, dans les spectres croisés est de 40Jy pour 6035 MHz et de 30Jy pour 6030 MHz). Or lorsque l'on regarde les valeurs maximum en flux des lissages gaussiens, on retrouve bien une valeur du même ordre ( $\sim 38$  Jy dans les spectres des masers à 6030 MHz mais à 6035 MHz le pic obtenu est nettement plus faible ( $\sim 26$  Jy) (il devient plus faible que la valeur pic mesurée à 6030 MHz). Ceci pourrait indiquer que l'intensité intrinsèque des masers à 6030 MHz est plus forte que celle à 6035 MHz. On peut se demander d'où vient cette différence. Tout d'abord il faut noter que le nombre de masers à 6035 MHz est beaucoup plus important qu'à 6030 MHz. De plus, nombre d'entre eux émettent sur des intervalles de vitesses se recouvrant, ce qui augmente le flux total par canal. Si l'on évalue le flux intégré sur les raies en vitesse on se rend compte que les différences disparaissent. Cela tendrait à montrer que l'effet maser dans la transition  $F=2-2$  donne naissance à une émission de plus faible largeur de bande qu'à 6030 MHz et que nous souffrons sans doute encore de dilution spectrale. Mais nous avons trop peu de masers détectés à 6030 MHz pour pouvoir confirmer cette tendance.

Nos résultats préliminaires permettent déjà de tirer quelques enseignements sur l'excitation relative des raies à 6030 et 6035 MHz. La raie à 6030 est moins facilement excitée que celle à 6035 MHz puisqu'elle apparaît presque exclusivement dans la zone la plus au nord (zone 1) de W3(OH) et montre en outre que moins de composantes spectrales sont présentes. Les zones 2, 3, et 4 sont vides ou presque vides à 6030 MHz. Par contre, bien que ceci soit encore à confirmer définitivement le pic dans les cartes est plus important à 6030 qu'à 6035 MHz même si les flux intégrés sont pour les mêmes intervalles de vitesse dans les spectres de corrélation croisée restent voisins. Tout ceci suggère que si les conditions pour exciter un maser à 6035 MHz sont plus facilement remplies qu'à 6030 MHz, la température de brillance et l'état de saturation sont comparables pour les deux raies principales de OH,  $J=\frac{5}{2}$ . La comparaison aux modèles d'excitation de OH,  $J=\frac{5}{2}$  est prématurée et ne peut pas être abordée dans cette thèse. Notons simplement que le meilleur modèle actuel, celui de Pavlakis & Kylafis (1996), montre des effets nouveaux pour les masers OH à 18 cm lorsque l'on traite les collisions avec ortho- et para-  $H_2$ . Mais ce modèle ne peut malheureusement rendre compte des masers à 5 cm car il n'inclut pas toutes les corrections possibles aux niveaux supérieurs.

De plus en nous basant sur les valeurs des intensités du champ magnétique nous pouvons

également tirer quelques tendances. Si l'on compare les valeurs mesurées au deux fréquences, le champ mesuré à 6030 semble d'une manière générale plus fort qu'avec les données à 6035 MHz. En particulier, pour la composante A à 6030 MHz pour laquelle on obtient 14 mG or si notre alignement est correct, les valeurs mesurées dans cette même zone (zone 1) à 6035 MHz ne dépassent pas 10 mG. Un tel écart pourrait être dû à une différence de densité et donc traduire une différence pour la position respective des zones d'excitation.

On peut noter aussi que les valeurs du champ magnétique que nous avons mesurées, peuvent dans une certaine mesure, nous renseigner sur la masse de cette zone. Si l'on se place dans le cas d'un effondrement gravitationnel (mais attention les travaux de Bloemhof et al. (1992) sur les mouvements propres des masers à 18 cm. ont conclu à une *expansion* de cette région), en posant que l'énergie gravitationnelle est uniquement contre-balançée par l'énergie magnétique, on trouve dans le cas d'une densité uniforme une relation simple entre la masse du nuage et l'intensité du champ magnétique :

$$M_{magnet.} > 8.3 \cdot 10^{-3} \frac{\Pi^3}{G^{\frac{3}{2}} n^2} \text{ (C.G.S.)} \quad (65)$$

Pour une densité typique,  $n \sim 10^7$  particules  $\text{H}_2/\text{cm}^3$ , un champ de 1 mG impliquerait une masse de  $0.9 M_{\odot}$ . Avec les valeurs du champ que nous avons mesuré, nous obtenons une masse de 3 ordres de grandeur supérieure, soit une masse pour cette région de  $\sim 1000 M_{\odot}$ . Il est donc parfaitement envisageable que le champ magnétique joue un rôle dans la dynamique de cette région.

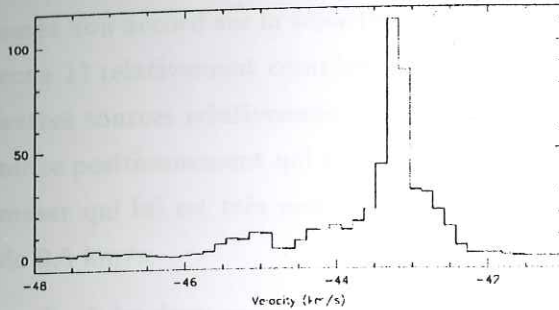
### 6.3.8 Comparaison avec d'autres travaux

#### Comparaison avec les données de notre relevé à Effelsberg

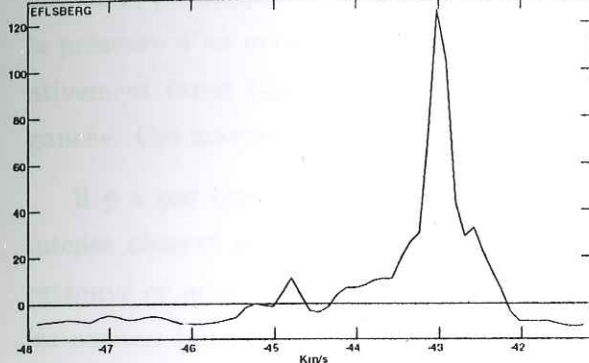
Si l'on compare les résultats que nous avons obtenus ici avec les résultats obtenus à l'aide de notre relevé de sources maser présenté dans le chapitre 4, nous obtenons pour W3(OH), un bon accord sur la valeur moyenne du champ magnétique. Par contre, comme nous l'avons mis en évidence avec notre étude VLBI, on peut souligner que les canaux de vitesse sont beaucoup trop complexes pour ne prétendre apparier qu'un seul maser comme nous l'avons mis en évidence avec notre étude VLBI. Typiquement la composante S-18 à 6035 MHz qui correspond aux deux pics de flux dans chacune des polarisations se retrouvent dans nos observations VLBI sous les composantes L, c'est à dire dans une structure spatialement complexe comportant au moins trois sources d'émission. On constate de plus très facilement que dans ces plans de vitesses on peut trouver d'autres masers (O, C, Q, R) et tous les masers proches en vitesse. Sur la figure (37) on montre le spectre obtenu lors de notre relevé et le spectre obtenu avec notre expérience VLBI. J'ai reporté sur chacun d'eux la position en vitesse des différents masers observés.



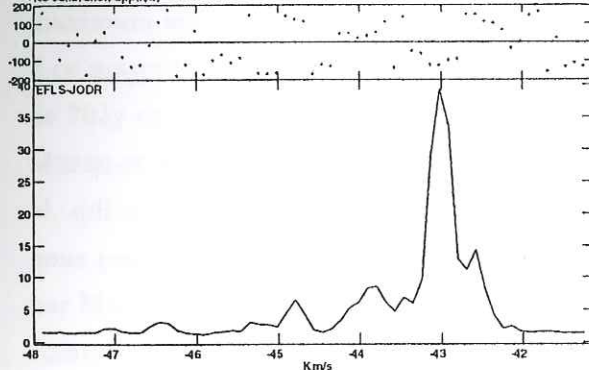
101: 13 W3OH 6035L MPI-100M-AK2 O: 28 JUL-1995 R: 29 MAR-1996  
 RA: 2:23:16.500 DEC: 61:38:56.99 (1950.0) Offs: 0.0 0.0 Eq  
 Unknown lcu: .0000E+00 Tsys: 20.48 Time: 70.04 Lt: 42.51  
 N: 256 ID: 127.5 V0: -45.00 Dv: .1517 LSR  
 FO: 6030.74707 OF: -3.0518E-03 F: 7730.49198  
 B wf: .0000E+00 F wf: .0000E+00 G lrm: .0000E+00



Plot file version 4 created 09-NOV-1996 22:56:21  
 W3OH W3OH-35-BOTH.VBGLU.1  
 Freq = 6.0350 GHz Bw = .225 MHz  
 No calibration applied

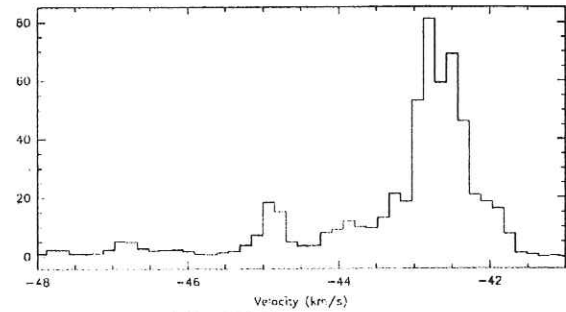


Plot file version 6 created 10-NOV-1996 19:08(DDR)  
 W3OH W3OH-35-BOTH.VBGLU.1  
 Time range: 01/13:00:00 to 01/14:00:00  
 Baseline: EFLSBERG(1) - JODRELL2(2) Stokes: LL

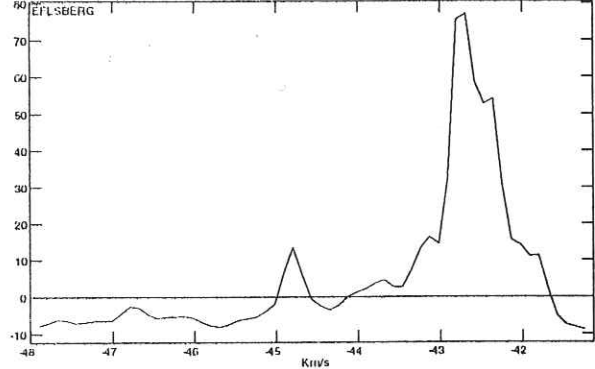


Lower frame: Amplitude Top frame: Phase deg  
 Scalar averaged cross-power spectrum IF range: 1-1  
 Time range: 01/13:00:00 to 01/14:00:00  
 Baseline: EFLSBERG(1) - JODRELL2(2) Stokes: LL

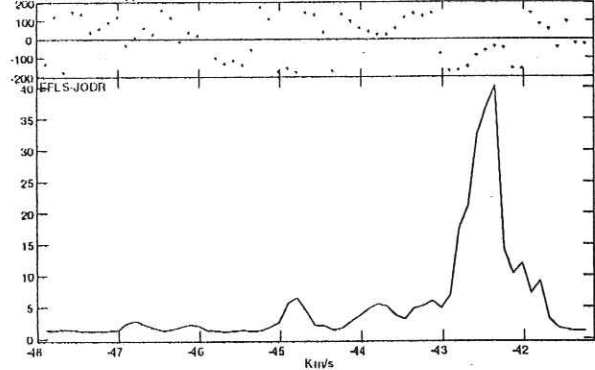
100: 13 W3OH 6035R MPI-100M-AK1 O: 28 JUL-1995 R: 29 MAR-1996  
 RA: 2:23:16.500 DEC: 61:38:56.99 (1950.0) Offs: 0.0 0.0 Eq  
 Unknown lcu: .0000E+00 Tsys: 22.22 Time: 70.04 Lt: 42.51  
 N: 256 ID: 127.5 V0: -45.00 Dv: .1517 LSR  
 FO: 6030.74707 OF: -3.0518E-03 F: 7730.49198  
 B wf: .0000E+00 F wf: .0000E+00 G lrm: .0000E+00



Plot file version 3 created 09-NOV-1996 22:39:39  
 W3OH W3OH-35-BOTH.VBGLU.1  
 Freq = 6.0350 GHz Bw = .225 MHz  
 No calibration applied



Plot file version 7 created 10-NOV-1996 19:08(DDR)  
 W3OH W3OH-35-BOTH.VBGLU.1  
 Time range: 01/13:00:00 to 01/14:00:00  
 Baseline: EFLSBERG(1) - JODRELL2(2) Stokes: RR



Lower frame: Amplitude Top frame: Phase deg  
 Scalar averaged cross-power spectrum IF range: 1-1  
 Time range: 01/13:00:00 to 01/14:00:00  
 Baseline: EFLSBERG(1) - JODRELL2(2) Stokes: RR

Figure 37: Comparaison des spectres à 6035 MHz, respectivement gauche et droite) obtenu avec notre relevé avec Effelsberg et les spectres d'auto-corrélation et de corrélation croisées que nous avons obtenus lors de notre expérience VLBI.

### Comparaison avec l'expérience de Moran et al. (1978)

La comparaison de nos résultats à 6035 MHz avec ceux obtenus par Moran et al. (1978), est en assez bon accord sur la répartition générale des masers. Dans les deux cas on trouve une zone (la zone 1) relativement complexe et contenant la majorité des sources masers. La répartition des autres sources relativement à cette ensemble suit la même distribution spatiale. Si l'on accepte notre positionnement qui entraîne en fait que nous ayons pris le même maser de référence ou un maser qui lui est très proche. Nous avons alors dans ce cas une différence de vitesse de l'ordre de 0.5 km/s.

Seuls les deux masers à -18.9 km/s observés par Moran et al. et situés de manière complètement excentrée par rapport au reste de l'émission n'ont pas été détectés. Nous avons peut-être pu noter la présence d'un maser dans cette région, dans la polarisation droite, mais il est très faible, relativement étroit ( $\Delta\nu < 0.2 \text{ km.s}^{-1}$ ) et ne présente aucun correspondant dans la polarisation gauche. Ces masers ont peut-être varié en intensité dans le temps.

Il y a par contre un point qui reste à approfondir, c'est celui concernant le maser le plus intense observé par Moran et al. Si notre alignement est à peu près correct, nous n'avons pas retrouvé ce maser que l'on aurait dû détecter dans la zone 3. Lors de l'étude de Moran et al., les auteurs lui avaient attribué un flux proche de plus de 80 Jy en ce basant sur le spectre de puissance totale. Or, premier point, nous le comparons au flux de corrélation croisée (dont le maximum est  $\sim 40 \text{ Jy}$  par lobe). Si nous nous lions au spectre d'auto-corrélation et attribuons à ce maser le flux du canal de vitesse correspondant, nous lui trouverions une intensité de plus de 70 Jy en polarisation droite et  $\sim 50 \text{ Jy}$  en polarisation gauche, valeurs comparable à celles de Moran et al. (respectivement 82 et 62 Jy). De plus, deuxième point, contrairement à Moran et al. qui n'avaient pu discerner qu'une seule composante à cet endroit, notre meilleure résolution nous permet de discerner plusieurs sources. D'une manière générale, tous les masers détectés par Moran et al. nous apparaissent plus structurés. Exception faite de la zone de nos masers pris comme référence. On ne peut donc pas conclure sur une variation d'intensité aussi rapidement.

Les valeurs de champ magnétique relevées dans ces deux expériences sont globalement très similaires avec une fourchette allant entre 2 et 9 mG (alors que notre expérience nous a permis de trouver des valeurs dans un intervalle de 1 à 9 mG, avec les données à 6035 MHz). En moyenne nous avons un bon accord pour le champ mesuré dans la zone la plus au nord avec une valeur moyenne autour des 7 mGauss. Par contre nous avons un facteur 2 de différence pour les autres parties de la carte nous faisant trouver un champ moyen pour chaque zone systématiquement deux fois plus faible. Cet écart n'est pas forcément significatif vu la structure plus complexe des sources que nous avons trouvées.



### Avec les autres transitions de OH

Si l'on se reporte aux différents travaux qui ont été menés à d'autre fréquence en VLBI dans W3(OH) nos résultats semblent en bon accord avec eux. Avec les observations à 18cm, nous sommes en accord pour les valeur du champ magnétique mesuré et de plus, notre répartition spatiale correspond avec les principales régions étudiées (zone 10, 12, 13) pour Garcia-Barreto et al. (1988).

#### 6.3.9 Les autres sources

Les sources autres que W3(OH) faisant partie de notre projet, M17, ON1, W51, W75N, NGC7538 ne sont encore actuellement qu'à un stade très préliminaire de leur dépouillement faute de temps. Néanmoins nous savons que des franges d'interférence ont été obtenues. J'ai eu le temps tout de même de faire une inspection préliminaire des quatre autres sources M17, ON1, W51, W75N. Le dépouillement de ces données risque d'être un peu plus compliqué que pour W3(OH). En effet pour certaines sources nous n'avons qu'un seul enregistrement sur un calibrateur. Sur la figures (??) sont présentés les spectres de corrélation croisées obtenus pour ON1 et W51. La source M17 pose un problème pour calibrer la bande passante des antennes, de plus nous n'avons qu'un enregistrement sur un calibrateur pour cette source pour toutes les expériences. Un début d'analyse sera possible mais des observations complémentaires seront demandée au réseau EVN prochainement.

## 6.4 Conclusions préliminaires

En conclusion, plusieurs points sont à retenir. Grâce aux résultats positifs que nous avons pu obtenir avec notre expérience une nouvelle gamme de fréquence va être proposée de manière standard et cela à partir de la session de mai 97 de l'EVN à tous les utilisateurs de l'EVN. Mais il serait bon aussi qu'une quatrième antenne soit disponible (Onsala devrait l'être lors de la prochaine session) et que l'on puisse obtenir de longues lignes de base est-ouest peut être avec Torun.

Cette expérience nous a permis de cartographier la source W3(OH) pour les deux transitions F:3-3 et F:2-2 du niveau rotationnel  $J=\frac{5}{2}$  de l'état  $^3\Pi_{\frac{3}{2}}$  et pour la première fois à 6030 MHz. Nous avons obtenu des valeurs pour le champ magnétique dans un intervalle de 1 à 10 milliGauss avec une grande homogénéité locale des intensités du champ. Nous n'avons pas encore pu déterminer une position absolue extrêmement précise; en conséquence, les comparaisons avec les résultats obtenus par le passé restent incertaines. Il est maintenant nécessaire pour progresser d'utiliser des outils plus puissants pour analyser les spectres des masers. Il faut pour cela pouvoir lisser à

la fois la forme spectrale mais aussi les extensions spatiales. Il y a aussi les cinq autres sources de notre programme qui attendent d'être étudiées en profondeur...



## Chapitre 7

# Observations de Lynds 1551

Bien que mon sujet soit essentiellement tourné vers l'interférométrie VLBI, il m'a paru intéressant lors de ma première année de thèse de me pencher également sur l'interférométrie connectée. Ayant de plus débuté mon sujet au sein de l'IRAM (Institut de Radio Astronomie Millimétrique), c'est tout naturellement que je me suis impliqué dans un projet réalisé avec l'interféromètre du plateau de Bure. Ainsi j'ai pu commencer une collaboration avec S. Guilleloteau et A. Dutrey. Ce projet m'a permis d'apprendre beaucoup sur les principes de l'interférométrie, principes fondamentaux avec lesquels j'allais être confronté lors du traitement de mes données VLBI.

Le projet auquel j'ai collaboré, a porté sur l'étude de L1551 (catalogue de Lynds, 1962). Cette source distante d'environ 150 pc (160 pc selon Snell et al., (1985), et 140 pc selon Elias, (1978)) est l'exemple typique d'une région de formation d'une étoile de faible masse, ce qui m'a permis de ne pas trop m'éloigner de mon sujet essentiel de recherche qui porte sur l'étude des régions HII, régions de formation d'étoiles de forte masse. Cette source est certainement la plus observée de sa classe (voir le tableau 14), ceci s'explique entre autre par sa proximité qui permet une meilleure résolution spatiale. Elle est enfouie dans le nuage sombre du Taureau et selon la classification couramment utilisée il s'agit d'une étoile de classe I encore très jeune, soit approximativement âgée de  $10^5$  ans. Cette proto étoile présente toutes les caractéristiques communes à ce type d'objet : un flot moléculaire bipolaire extrêmement bien collimaté discernable jusque dans le visible et s'étendant sur plusieurs secondes d'arc ( $\sim 20''$ ). Il est terminé à ses extrémités par des objets de Herbig-Haro. Cette source présente aussi une enveloppe circumstellaire ainsi qu'un disque d'accrétion. Elle a été observée à de très nombreuses longueurs d'onde, allant de l'UV aux ondes radio (on pourra se reporter au tableau (13) résumant les principaux travaux réalisés sur cet objet). Sa découverte remonte à 1979 avec l'observation de deux de ses objets de Herbig-Haro (voir Cudworth et Herbig, 1979) alignés avec la source L1551 isolée trois ans plutôt par

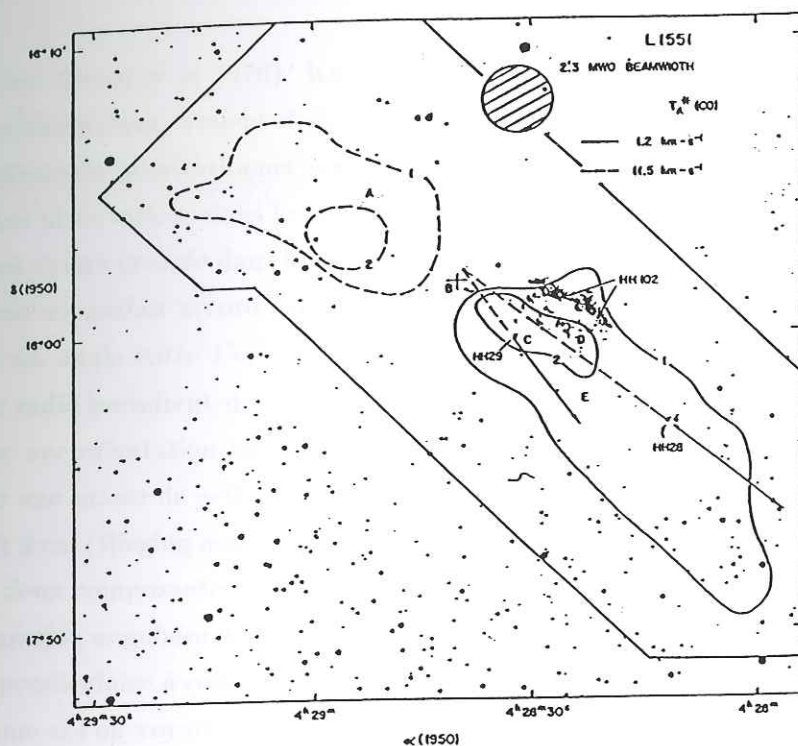


Figure 2. Contour map of the antenna temperature of the  $J = 1 - 0$  transition of  $^{12}\text{CO}$  at high velocities, superposed on an optical photograph of the L1551 dark cloud. The cross indicates the position of IRS 5; also shown are the directions of the proper motions of two Herbig-Haro objects, HH 28 and HH 29 (figure from Snell et al. 1980).

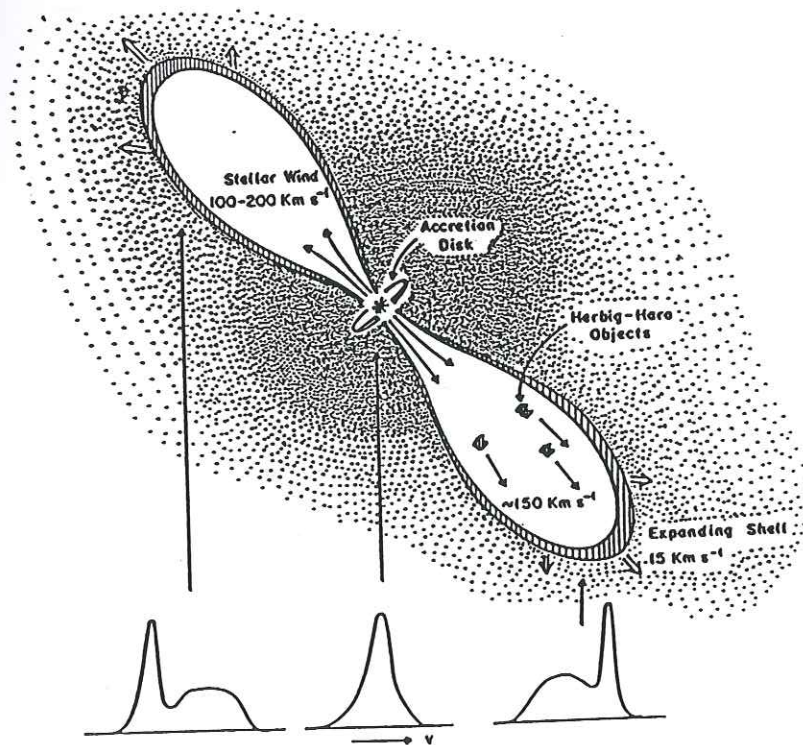


Figure 3. Schematic model for the bipolar flow in L1551 driven by a stellar wind emanating from IRS 5. At the bottom is depicted expected CO line profiles for different line of sights across the source (figure from Snell et al. 1980).



Strom (voir Strom et al 1976). Knapp et al (1976), à partir de leurs observations des raies de CO en millimétrique, avaient déjà suggéré que la largeur des raies observées n'était pas due à un effondrement gravitationnel mais à la présence d'un jet très puissant éjecté par la source IRS 5. Les observations dans le domaine visible révélèrent un magnifique jet de Herbig-Haro au sein d'une cavité creusée dans le nuage ambiant (cf Davis et al., (1995)). L'angle de position de cet axe est en parfait accord avec l'orientation déterminée à partir de mesures de polarisation, donnant un angle entre  $155^\circ$  et  $165^\circ$ <sup>1</sup>. Les travaux menés par Sargent et al., (1988) dans le domaine radio permirent de cartographier la structure en  $^{12}\text{CO}$  du flot moléculaire qui s'avéra présenter une orientation identique à celle du jet. Ils déduisirent une longueur du flot de 1500 AU pour une masse de  $\sim 0.1 M_\odot$ . Une cartographie à haute résolution de cet objet réalisée par le VLA à 2 cm (Bieging and Cohen, (1985) et Rodriguez et al., (1986)) révéla une source binaire dont les deux composantes sont séparées de 48 AU. Pour une distance de 160 pc, cela représente une séparation angulaire de 0.3 seconde d'arc. La droite définie par cet aspect binaire est à peu près perpendiculaire à celle du jet. Rodriguez et al proposèrent d'expliquer ces observations non pas comme si l'on voyait une source binaire mais plutôt par la présence de deux zones de choc de part et d'autre de la source centrale d'un jet (ou vent) avec le tore circumstellaire. (cf schéma 38)

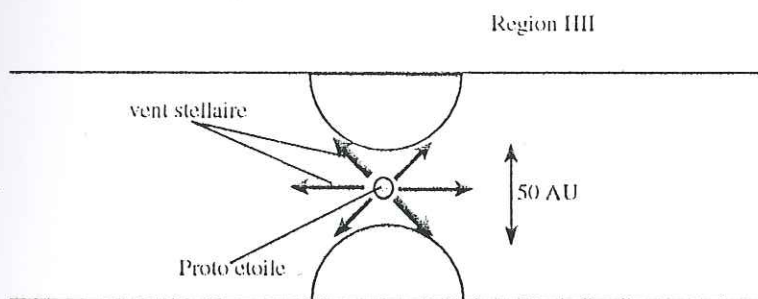


Figure 38: Schéma de L1551

<sup>1</sup>La mesure de l'angle de position est donnée dans le sens trigonométrique en prenant comme référence le nord de la carte de la source.

En 1990, Keene et Masson firent des observations interférométriques millimétriques qui leur permirent de donner une estimation de la masse du coeur qu'ils évaluèrent à  $0.1 M_{\odot}$ , pour un rayon de  $45 \pm 20$  AU. Ils déterminèrent également des paramètres pour l'enveloppe qu'ils situèrent à une distance de 2000 AU du coeur avec une masse de 2 à 3  $M_{\odot}$ . Leurs résultats furent remis en cause par les travaux de Butner et al (1991) qui trouvèrent une masse pour l'enveloppe vingt fois moindre, soit  $0.1 M_{\odot}$ . Friedlund et Lissau (1994), réussirent à donner une estimation de l'angle d'inclinaison de la source: le plan de la source forme un angle de  $30^{\circ}$  sur le plan du ciel.



Table 13: Les principaux paramètres de L1551

Zone	Paramètres Physiques	Résultats	Remarques et références
Nuage	Taureau	Masse: $80 M_{\odot}$	
	Nuage Moléculaire	Taille : $\sim 1$ pc	
	Distance	140-160 pc	Snell et al, Elias et al
	Type	FC Orionis	Mundt et al, 1987
	Luminosité	$L = 30-38 L_{\odot}$	voir références <sup>2</sup>
Flot :	Objet de Herbig-Haro	$v \sim 150 \text{ km/s}$	
	Jet	$v \sim 280 \text{ km/s}$	
		$\dot{M} \leq 10^{-8} M_{\odot} / \text{an}$	
	Masse ( $M_{\odot}$ )	bleu: 0.45; rouge: 0.42 bleu: 0.113; rouge: 0.124 rouge: 0.75	Snell et al., 1985 Moriarty-Schieven et al., 1987 Moriarty-Schieven et al., 1991
Enveloppe :	Masse ( $M_{\odot}$ )	2-3	Keene et al., 1990
		0.1	Butner et al., 1991
		1	Ladd et al., 1995
		0.1-0.3	(dans les 700AU) Lucas et al., 1996
Disque :	Masse	0.1-0.6 $M_{\odot}$	voir références <sup>3</sup>
		$\tau > 0.02 M_{\odot}$	Lay et al., 1994
	Rayon	45 AU	Keene et al., 1990
		$> 25 AU$	Rodriguez et al., 1986
	inclinaison	$> 55^{\circ}$	Ohashi et al., 1996
	Etoile		
	Masse	0.1 $M_{\odot}$ 0.5 $M_{\odot}$	Fuller et al., 1995 Ohashi et al., 1996

<sup>2</sup>) Emerson et al., 1984 ( $38 L_{\odot}$ ); Ray et al., 1990; Cohen et al., 1984 ( $30 L_{\odot}$ ); Keene et al., 1990; Mundt et al., 1987 ( $L_{\odot}$ ) <sup>3</sup>) Davidson et al., 1984 (0.7), Butner et al., 1991 (0.1), Keene et al., 1991 (0.6) Walker et al., 1990 (0.6-0.7), Rodriguez et al., 1986, Ohashi et al., 1991; Gomez et al., 1993 (0.1).

Table 1-1: Les différentes transitions observées

Molécule ou transition observée	Principaux résultats obtenus	Référence et commentaires
CS	$M_{\text{disque}} = 0.3 M_{\odot}$ $M_{\text{tore}} = 2 M_{\odot}$	Menten et al., 1989 Kafu et al., 1985 Ushida et al., 1987
$^{12}\text{CO}$		
$^{13}\text{CO}$		Oashi et al., 1996
$\text{C}^{18}\text{O}$	P.A. = $135^{\circ}$	Sargent et al., 1988
$\text{C}^{17}\text{O} (J_{2-1})$	$M_{\text{disque}} = 0.3 M_{\odot}$ $M_{\text{accrétion}} = 2.1 \cdot 10^{-5} M_{\odot} / \text{ans}$ $M_{\text{centre}} = 0.1 M_{\odot}$ $\text{dot } M_{\text{accrétion}} = < 1.1 \cdot 10^{-5} M_{\odot} / \text{ans}$	Fuller et al., 1995
à retrouver	$M_{\text{disque}} = 3.9 - 8.1 \cdot 10^{-2} M_{\odot}$ inclinaison $> 55^{\circ}$	
$\text{HCO}^{+}$		
$\text{NH}_3$	$M = 4 M_{\odot}$	Torrelles et al., 1983 Kafu et al., 1985

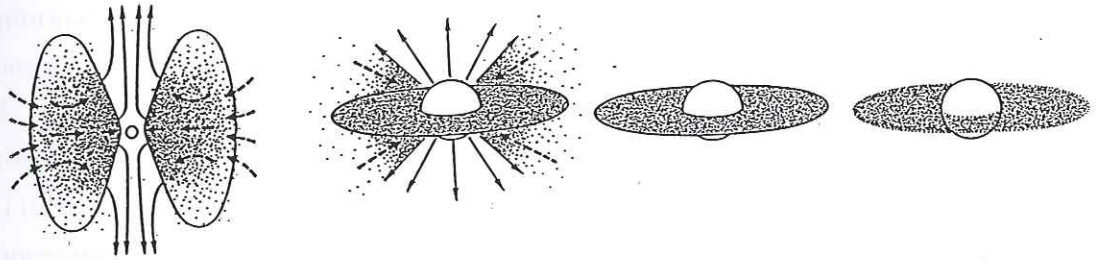
## 7.1 Une brève description des protoétoiles

Il me paraît nécessaire de rappeler certains aspects de la description de ces objets. Des revues très complètes ont été écrites sur le sujet (cf Shu et al., (1987), Staude et al., (1993)) qui permettront au lecteur d'aller plus avant. L'effondrement gravitationnel des nuages moléculaires (froids) conduit à la formation des étoiles. Leur étude est l'un des principaux champs de recherche dans le domaine millimétrique et infra rouge car seules ces gammes d'onde peuvent traverser les cocons de matière les entourant lors des premières étape de leur formation. De plus, les conditions physiques très particulières de leur milieu (effondrement, turbulence, ondes de choc, magnétisme...) n'en facilitent pas l'étude. Enfin à la fin des années 70, on a découvert que ces objets, en plus de leur mécanisme d'accrétion, présentaient des éjections de matière non prévues par les théories de l'époque. De plus, une meilleure appréhension de leur origine pourrait donner des éléments sur leur évolution future, par exemple la possibilité de former des planètes. Shu et al. (1987), proposèrent un classement de ces jeunes objets stellaires. En effet la dénomination



de protoétoile regroupe tous les différents stades par lesquels elle passe avant d'arriver sur la séquence principale. Les auteurs firent ainsi la distinction entre trois classes (de I à III) de différentes protoétoiles. Leur critère de sélection était basé sur l'indice spectral Infra Rouge <sup>4</sup>. Une quatrième classe fut introduite par P. André et al., (199X), la classe 0, pour d'écrire des objets extrêmement jeunes (tels la source VLA 1623).

L'un des principaux enjeux de l'étude de ces objets est la compréhension des mécanismes



	Classe 0	Classe I	Classe II	Classe III
Proto étoile	Infra rouge	Sub millimétrique	T Tauri	
Âge	$\leq 10^4$ ans	$\sim 10^5$ ans	$\sim 10^6$ ans	$\leq 10^7$ ans
Particularité	Complètement enfouie	Enfouie dans une enveloppe	Visible en optique	
	$M_{\text{enveloppe}} > M_{\text{central}}$	$M_{\text{enveloppe}} > M_{\text{central}}$		

Table 15: Schéma et principales caractéristiques des différentes classes de proto étoiles (extrait de P. André)

d'éjection. On distingue principalement deux voies de développement : l'émission d'un vent de particules neutres, peu collimaté et à faible vitesse (quelques dizaines de km/s) ou un entraînement par un jet ionisé extrêmement fort, très collimaté et à grande vitesse (quelques centaines de km/s). On peut ainsi mesurer certaines caractéristiques intrinsèques des flots, qui peuvent être confrontées à l'objet excitateur. Les deux principaux paramètres ainsi évalués sont la luminosité et la force des flots (on peut les mesurer à partir des déductions de masse de CO (très bon traceur des flots), de leur vitesse et de leur temps dynamique), on obtient ainsi :  $L_{\text{co}} = \frac{1}{2} \frac{M_{\text{co}} V_{\text{co}}^2}{\tau_{\text{co}}^{\text{dyn}}}$  et  $F_{\text{co}} = \frac{M_{\text{co}}}{\tau_{\text{co}}^{\text{dyn}}}$ . Les valeurs typiquement observées dans les flots sont des masses de  $0.1 M_{\odot}$  à quelques  $M_{\odot}$  et des vitesses de quelques km/s, pour des temps dynamiques de l'ordre de  $10^4$  à  $10^5$  ans.

<sup>4</sup>  $\alpha_{IR} = \frac{d \log \lambda F_{\lambda}}{d \log \lambda}$

## 7.1.1 L'étude des disques

La manière la plus simple d'assurer la conservation du moment cinétique lors de la phase d'effondrement, est de former un disque. Ils furent donc très rapidement prévus par les théoriciens; cependant il fallut attendre le début des années 1990 pour obtenir une confirmation observationnelle de leur existence (e.g. Dutrey et al., (1990)). Le disque joue un rôle primordial dans l'évolution de la proto étoile lui permettant d'accréter de la matière. De plus, dans certains modèles, il participe activement aux mécanismes d'éjection. La caractérisation de ses paramètres permet de donner des informations sur l'âge de l'objet: d'un disque très épais pour les proto étoiles extrêmement jeunes, à un disque plat et mince lors de l'étape T Tauri puis il tend à se dissiper avant que l'étoile n'arrive sur sa séquence principale.

Deux lois permettent de décrire commodément les disques circumstellaires (cf Beckwith et al., (1990) et Dutrey et al., (1990)). On suppose les disques symétriques et d'épaisseur négligeable. Il s'agit de deux lois de puissance traduisant l'évolution en fonction du rayon de la température et de la densité surfacique :

$$T_R = T_0 \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-q} \quad (66)$$

$$\Sigma_R = \Sigma_0 \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-p} \quad (67)$$

Le paramètre  $p$  est important car il permet de caractériser le disque. Pour  $p=0$  le disque est plat tandis que  $p \geq 1$  le disque s'éloigne en s'élargissant. De plus, nous avons :

$$L_\nu = 4\pi D^2 \nu S_\nu \quad (68)$$

Ce qui peut se réécrire avec  $\theta$  l'angle d'inclinaison du disque sur le plan du ciel :

$$L_\nu = 4\pi \cos\theta \int_{R_{int}}^{R_{ext}} \nu B_\nu(T) (1 - e^{-\tau_\nu}) 2\pi r dr \quad (69)$$

avec  $B_\nu(T)$  la fonction de Planck.  $R_{int}$  et  $R_{ext}$  les rayons intérieur et extérieur du disque. La fonction de Planck peut être simplifiée selon l'approximation de Rayleigh-Jeans, on obtient ainsi :  $B_\nu = \frac{2\nu^2}{c^2} kT$  étant donnée que le rapport  $\frac{h\nu}{kT}$  est inférieur à 1 dans notre cas (puisque  $\nu$  est de l'ordre de 100 GHz et que la température est comprise entre 10 et 100K, soit une valeur du rapport entre 0.5 et 0.05). On peut ensuite approximer l'intégrale (69) en la calculant sur deux domaines de conditions limites dans le cas optiquement mince ( $\tau \ll 1$  soit  $(1 - e^{-\tau_\nu}) \rightarrow \tau_\nu$ ) et dans le cas optiquement épais ( $\tau \gg 1$  soit  $(1 - e^{-\tau_\nu}) \rightarrow 1$ ). On peut définir  $R_1$  comme étant le rayon du disque pour lequel l'opacité est de 1. On a donc :

$$R_1 = R_0 \tau_0^{1/p} = R_0 (K_\nu \Sigma_0 / \cos\theta)^{1/p} \quad (70)$$



La masse peut être calculée grâce à l'intégration de la densité surfacique sur le disque.

$$M_{\text{disque}} = \int_{R_{\text{int}}}^{R_{\text{ext}}} \Sigma(r) 2\pi r dr = 2\pi \Sigma_0 R_0^2 \frac{1}{(2-p)} \left(\frac{R}{R_0}\right)^2 \quad (71)$$

On peut exprimer la masse à partir des équation (69) et (71), ce qui permet de donner une estimation de masse à partir de flux : ceci nous donne pour les deux cas considérés :

$$\tau_\nu \ll 1 \quad M_{\text{disque}} = \frac{1}{2} \frac{S_\nu D^2 c^2}{\cos\theta k \nu^2} \frac{\Sigma_0}{T_0} \left[ \frac{1-p}{1-p} \right] \frac{((R_{\text{ext}}/R_0)^{2-p} - 1)}{((R_{\text{ext}}/R_0)^{2-q} - 1)} \quad (72)$$

$$\tau_\nu \gg 1 \quad M_{\text{disque}} = \frac{1}{2} \frac{S_\nu D^2 c^2}{\cos\theta k \nu^2} \frac{\Sigma_0}{T_0} \left[ \frac{1-p-q}{1-p} \right] \frac{((R_{\text{ext}}/R_0)^{2-p} - 1)}{((R_{\text{ext}}/R_0)^{2-q} - 1)} \quad (73)$$

## 7.2 Les observations

### 7.2.1 Description des observations:

Ces observations ont été réalisées en utilisant les quatre antennes de l'interféromètre du plateau de Bure (à l'heure actuelle il en existe cinq) et les quatre configurations B2, C1, C2 et D qui permettent d'assurer une couverture complète et uniforme du plan  $uv$ . Ces observations ont été menées avec trois résolutions spectrales différentes simultanément (avec des filtres à 20, 40 et 80 MHz) et trois filtres large bande de 180 MHz chacun pour une largeur totale de 500 MHz. L'émission de la molécule  $^{12}\text{CO}$  a été observée en "upper side band" et l'émission en  $\text{C}^{17}\text{O}$  en "lower side band".

### 7.2.2 Les observations en $^{12}\text{CO}$

Cette molécule est généralement considérée comme un bon traceur des flots. Nous avons réalisé ces observations avec trois résolutions spectrales différentes, avec des filtres d'une largeur de 20, 40 et 80 MHz. Avec toutes les résolutions, nous avons obtenu une détection.

Les données ont été calibrées par deux méthodes différentes séparément, par antenne et par ligne de base. Les deux méthodes donnent des résultats identiques plus particulièrement pour les observations du continuum. Pour les observations en  $^{12}\text{CO}$ , la calibration par ligne de base donne un meilleur résultat pour la structure étendue du flot (par là j'entends que lors de la phase de nettoyage des cartes, les structures que l'on obtient par cette calibration ressortent plus facilement, les cartes sont moins bruitées), et plus spécialement pour le filtre donnant la meilleure résolution.

Le flot présente deux directions d'éjection polaire de part et d'autre de la source. Le flot du côté nord-est de la carte s'éloigne (aile rouge) et le côté sud-ouest s'approche (aile bleue). Les

deux flots sont symétriques par rapport à un axe placé à un angle de position coïncidant parfaitement avec l'orientation de la source continuum ( $\sim -13^\circ$ ). La partie bleue est systématiquement beaucoup moins intense que l'aile rouge mais cela peut s'expliquer très simplement par un phénomène d'auto-absorption par le gaz plus froid, plus proche de nous. Le côté rouge présente nettement deux directions privilégiées, l'une N-NE à un angle de position de  $+19^\circ$ , et l'autre S-E à une position de  $+11.4^\circ$ . Ces deux directions peuvent être prolongées sur le côté bleu avec une bonne concordance sur leur angle de position,  $-169^\circ$  et  $-58^\circ$  soit un accord à  $8^\circ$  près. Ainsi l'ouverture apparente du jet est de près de  $50^\circ$  du côté rouge et  $55^\circ$  du côté bleu. Cet angle est la projection de l'angle d'ouverture réel. Si l'on prend en compte l'angle d'inclinaison du flot sur le plan du ciel,  $\beta = 15^\circ$  (Snell et al., 1985) on trouve que :

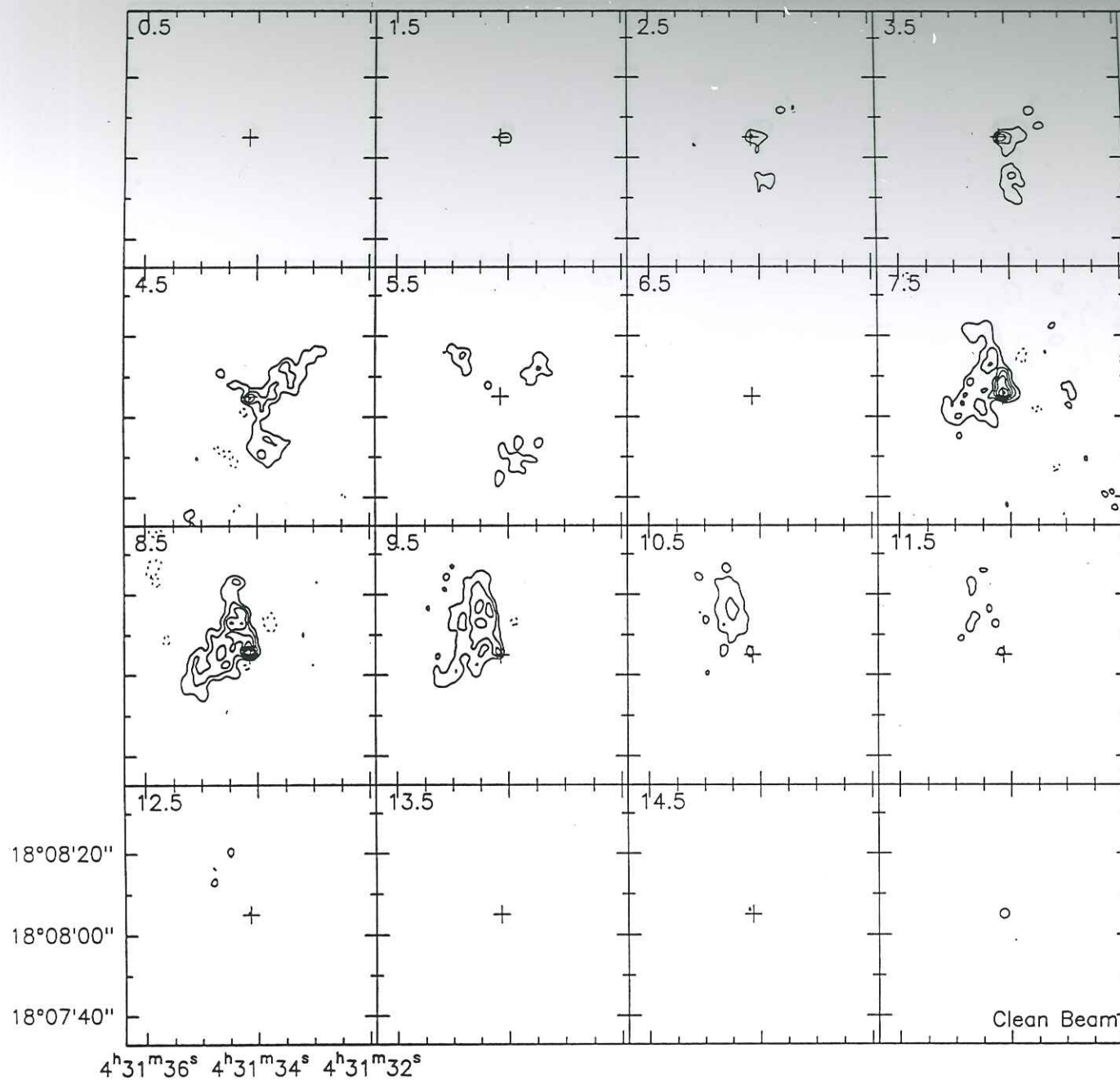
$$\tan(\alpha_{\text{real}}) = \frac{\tan(\alpha_{\text{observed}})}{\cos(\beta)} \quad (74)$$

soit pour le côté rouge un angle réel de  $49^\circ$  et pour le côté bleu  $54^\circ$ . Si l'ouverture du flot est constante aux différentes vitesses, il semble présenter une variation dans son angle d'ouverture en fonction de l'échelle. Ainsi, proche du centre, il semble que l'ouverture de celui-ci soit plus faible jusqu'à la distance de  $5''$  avec un angle apparent de  $\sim 30^\circ$ , puis il change brutalement, pour s'ouvrir autour des  $50^\circ$  déjà mentionnés. On peut plus particulièrement observer ce comportement sur le côté rouge. Pour les observations avec les filtres à 20 et 40 MHz, il semble que le centre d'intensité se déplace d'un canal à l'autre. Ainsi pour les canaux compris entre les vitesses  $+9$  km/s et  $+6.5$  km/s (soit le côté rouge) le centre tourne dans le sens des aiguilles d'une montre. Entre les vitesses  $6.5$  km/s et  $2.5$  km/s<sup>-1</sup>, partie bleue, le déplacement est en sens inverse. Vu les faibles valeurs de ce déplacement il n'est pas certain qu'il soit significatif mais on retrouve assez nettement le même comportement aux différentes résolutions et par les deux méthodes de calibration.

### 7.2.3 Filtres à 20 MHz (voir carte 1)

Ces observations ont permis d'atteindre une résolution de 0.2 km/s par canal. La structure du flot rouge est très nettement visible à cette résolution et plus particulièrement autour des vitesses de 7.6 à 7.8 km/s (cf carte 1). Le côté bleu, plus faible, laisse apparaître une extension vers le Sud et un début d'extension vers le Nord-Ouest, visible autour de la vitesse  $+3.8$  km/s. C'est principalement à partir de cette résolution que l'on a pu mesurer l'orientation et l'ouverture du flot. L'angle de position du flot pour le côté rouge est de  $XX$  pour un angle de  $\sim 50^\circ$ . Le flot bleu est dirigé selon un axe orienté à  $YY^\circ$  avec une ouverture de  $\sim 55^\circ$ . Valeur de flux??





12CO20.CLEAN

Source: L1551-IRS5

Line: CO

Frequency: 115.271204 GHz

Beam: 2.4 x 2.3 PA -223°

Level step: 200 mJy/beam

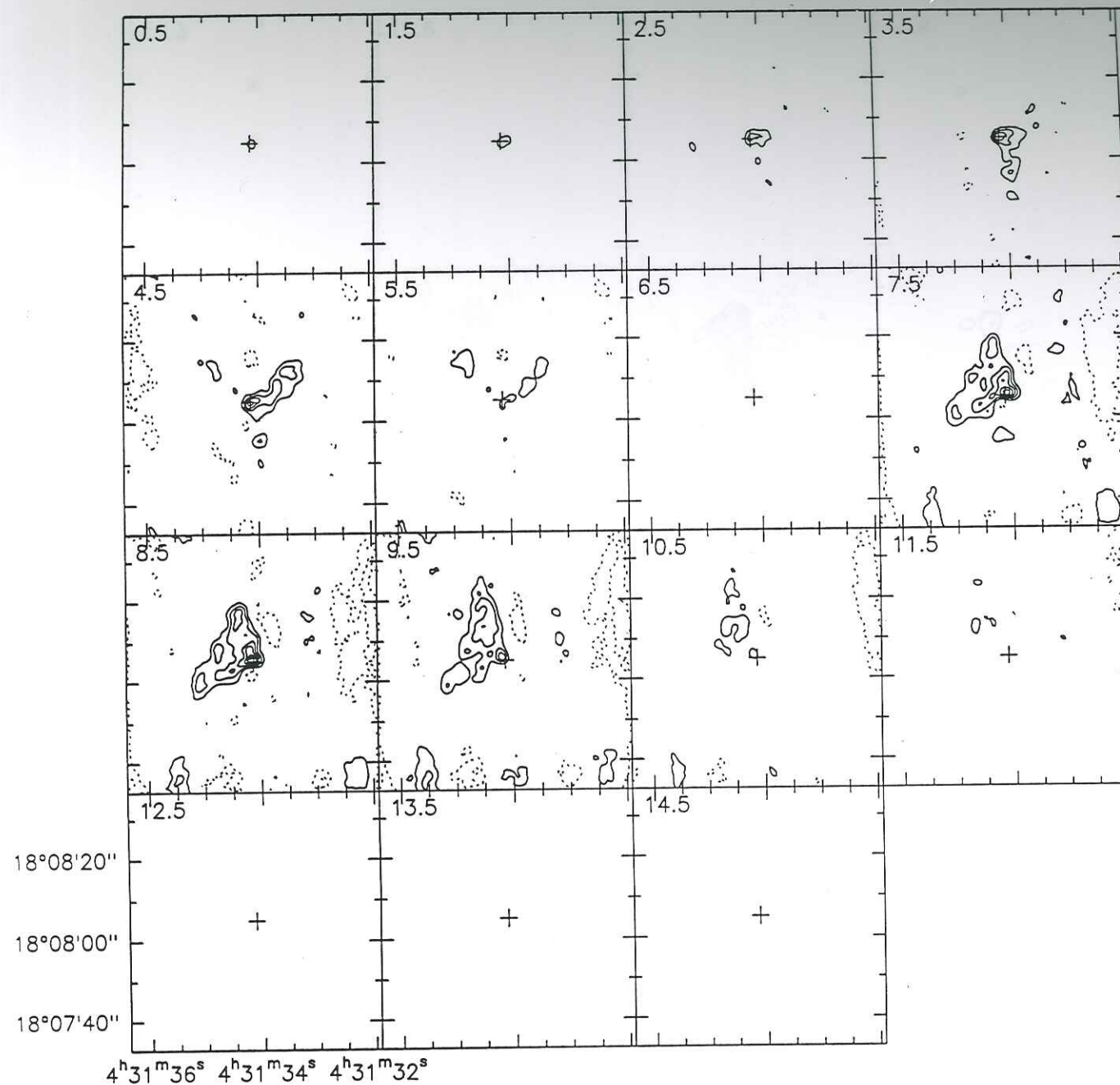
3.22 K

Box marking: VELOCITY

desmurs@images

22-AUG-1996 10:10:42

Clean Beam



12CO40.CLEAN

Source: L1551-IRS5

Line: CO

Frequency: 115.271204 GHz

Beam: 2.4 x 2.3 PA -43°

Level step: 200 mJy/beam

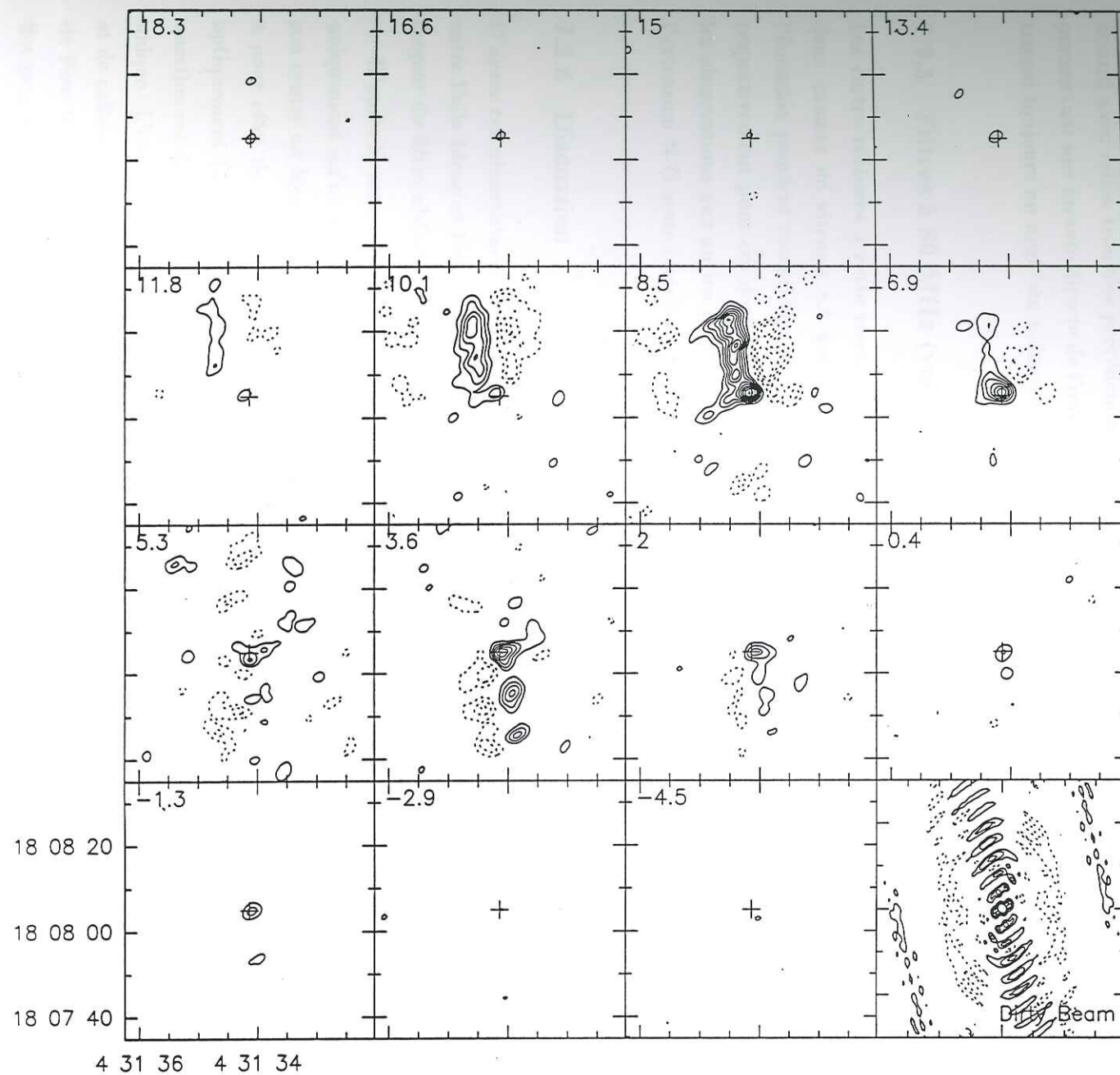
Box marking: 3.22 K

Box marking: VELOCITY

desmurs@images

22-AUG-1996 10:02:01





EXT-B-CO12-80.LMV-CLE

Source: L1551-IRS5

Line: co

Frequency: 115.271204 GHz

Beam: 3.7 x 2.5 PA 124°

Level spacing: 100 mJy (1 K)

Box marking: VELOCITY

desmurs

25-OCT-1994 11:39:22

#### 7.2.4 Filtres à 40 MHz (voir carte 2)

A cette résolution, 0.4 km/s par canal, la structure de flot rougi apparaît toujours aussi bien. On peut estimer directement l'ouverture de ce côté du flot, ce qui donne des valeurs en parfait accord avec les cartes réalisées à plus haute résolution. La partie bleue du flot est beaucoup moins visible mais néanmoins la mesure des bords de la cavité du flot donne des valeurs en bon accord avec celles trouvées précédemment. Par contre, on ne trouve plus de canal de vitesse permettant une mesure directe de l'ouverture du flot bleu. Malgré tout on peut le calculer et l'on trouve toujours un angle du même ordre de grandeur avec une position tout à fait comparable.

#### 7.2.5 Filtres à 80 MHz (voir carte 3)

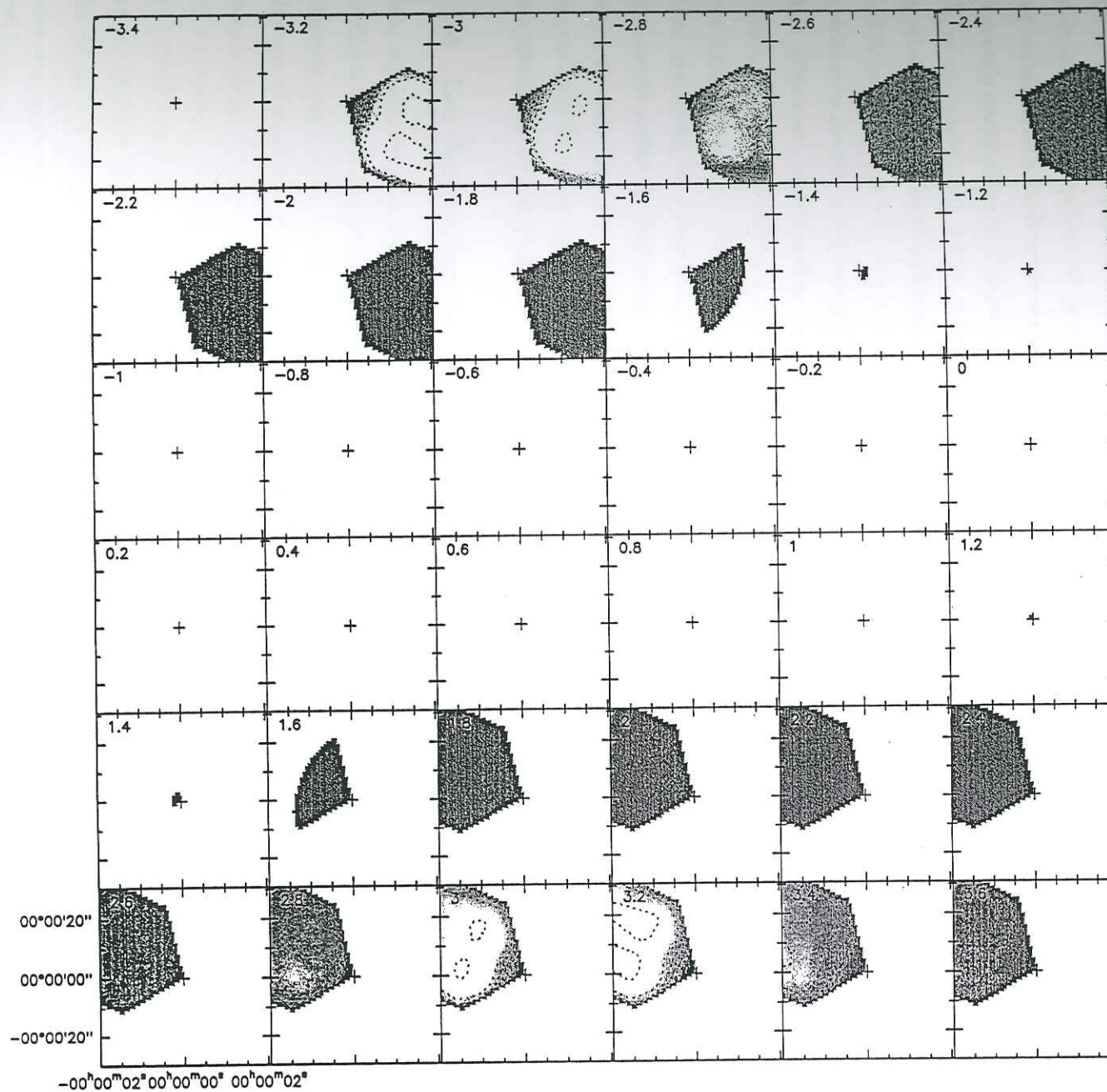
Les cartes réalisées à cette résolution (1.6 km/s) ne laissent plus apparaître de signal qu'aux deux canaux de vitesses 8.5 km/s et 3.6 km/s principalement. De plus, on peut noter que l'émission provient essentiellement du bord du flot N-NE, S-SO. La position que l'on mesure respectivement pour ces deux bords est de  $XX^\circ$  et  $YY^\circ$  ce qui est parfaitement en accord avec les observations aux autres résolutions. La structure du flot bleu n'est plus vraiment visible et l'extension N-O reste invisible.

#### 7.2.6 Discussion

D'après ces observations, la vitesse systémique observée est de 6.5 km/s, vitesse de séparation entre l'aile bleue et l'aile rouge pour laquelle aucune émission n'est détectée quelle que soit la largeur du filtre utilisée.

D'après la structure du flot que nous avons obtenue, il semble que nous ne soyons sensibles uniquement qu'au bord de la cavité. On peut alors se demander si le flot est réellement vide en son centre ou bien si cela est dû à un biais observationnel. En effet on sait que l'interféromètre a pour effet de couper la partie centrale de l'émission du flot, que l'on se place dans le cas optiquement mince ou optiquement épais. Le premier moyen pour tenter de répondre à cette question est de comparer le flux déterminé lors de ces expériences au flux mesuré avec une antenne unique. L'observation des espacements courts permet de mesurer les structures à grande échelle et de collecter tout le flux. L'idéal aurait été de réaliser des observations avec l'antenne de 30 m de Pico Veleta mais cela n'a pu encore se faire. L'autre moyen est de tenter de modéliser un flot avec différentes structures : plein, vide ou avec un gradient de densité, puis d'en simuler des observations dans des conditions identiques à nos travaux.





ESSAI.LMV-TB

Source: essai

Line: CO J=1-0

Frequency: 115.271938 GHz

Beam: (no clean beam)

Level spacing: 0.1

Box marking: VELOCITY

desmurs@images

22-AUG-1996 16:09:08

### 7.2.7 Modélisation

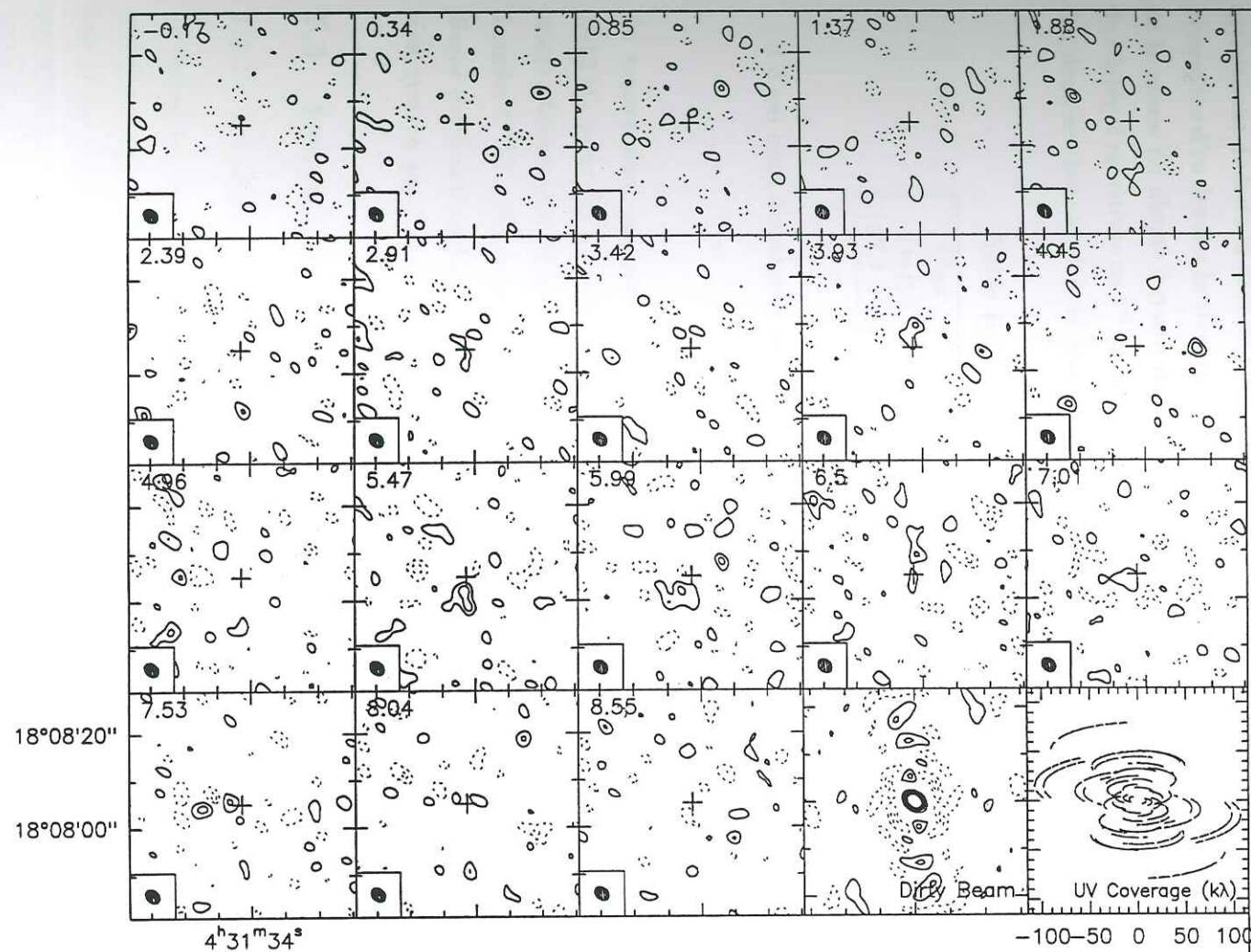
Nous avons donc tenté de modéliser les flots d'éjection observés en  $^{12}\text{CO}$ . Pour cela j'ai utilisé un programme développé par S. Guilloteau, prévu à l'origine pour rendre compte des observations d'un autre objet du même type (GG Tau). Le modèle en lui-même est simple. Il s'agit d'un modèle purement cinétique pour lequel on suppose que l'on est partout dans les conditions de l'ETL. On définit le comportement des différents types de loi, loi de vitesse, loi de température, loi de densité ainsi qu'une loi de rotation pour le flot. Il faut donner leur valeur initiale ainsi que leur variation avec la distance au centre de la source. On définit de plus, les paramètres dus à la géométrie particulière de l'objet : l'ouverture du jet, l'inclinaison sur le plan du ciel, la taille du disque circumstellaire. Enfin, il faut donner une valeur aux divers paramètres physiques comme les raies observées, les abondances, l'indice spectral des poussières, etc. Le modèle est basé sur le modèle présenté par S. Cabrit & C. Bertout (1987). Donc, bien que simple dans son approche du problème ce modèle assez complet dans le traitement, avait été amplement suffisant par le passé. Mais hélas cette modélisation n'a pu aboutir à un résultat satisfaisant (voir figure X). Comme je l'ai déjà dit, ce modèle n'a pas été prévu à l'origine pour reproduire notre type d'observation avec cette résolution<sup>5</sup>. Malgré nos tentatives pour adapter le modèle à nos travaux, ce dernier laisse apparaître un comportement très instable près du centre, à la naissance du flot, et trouve des valeurs nulles de flux pour le continuum. Il aurait fallu complètement réécrire le modèle ce qui n'entraîne pas dans les priorités de ma thèse. En fait, cette tentative de modélisation ne fut pas complètement inutile car elle me permit de mieux visualiser les effets géométriques et le comportement de tels objets.

### 7.2.8 Les observations en $\text{C}^{17}\text{O}$ $J=1-0$

Pour ces observations on peut se reporter aussi à l'article, en cours de rédaction, situé en fin de chapitre. Cette molécule optiquement mince compte tenu de l'abondance faible de  $^{17}\text{O}$  a été observée pour tenter de mettre en évidence les bords du disque et/ou le départ des flots. De plus son observation doit permettre d'apporter des informations sur le taux de déplétion en CO dans le disque. Cette molécule présente une structure hyperfine triple dont les rapports sont 2.1-4.1-3.3 (voir Frerking M.A. et al., (1981)). La fréquence de transition de la raie principale est 112358.988 MHz. La séparation entre les diverses composantes par rapport à la raie centrale est de -208 kHz et +1017 kHz (ce qui nous donne en vitesse  $v_0 + 0.56$  km/s et  $v_0 - 2.62$  km/s). On s'aperçoit immédiatement que, vu le faible écartement des raies et leurs forces relatives assez similaires, les cartes observées seront un mélange des trois composantes. Nous avons testé différentes méthodes pour s'affranchir de ce mélange des composantes, entre autres en décalant

<sup>5</sup>Nos observations ont une résolution de  $\sim 2''$ .





LINE-BCD.LMV-CLEAN

Source: L1551-IRS5

Line: C170

Frequency: 112.358988 GHz

Beam: 3.4 x 2.5 PA 49°

Level step: 75 mJy/beam

0.84 K

Box marking: VELOCITY

c026@iraux1

25-JUL-1996 08:38:11

les spectres ou en simulant l'effet des composantes satellites en se basant sur la composante principale; mais il s'avère très difficile d'apporter une réelle correction. En effet, les cartes effectuées dans les différentes résolutions présentent toutes une émission centrée à l'origine et à peu près constante entre les différents canaux de vitesse. En fait, l'émission de la molécule semble provenir uniquement du disque. Or dans un cas comme celui-ci on n'a pas de moyen satisfaisant de faire la part de l'émission de chaque composante hyperfine, ce qui aurait pu nous permettre d'en étudier la structure cinétique. La seule information exploitable est donc le calcul de la masse du disque à partir du flux après soustraction du continuum. La carte 4 présente le flux intégré en vitesse en  $C^{17}O$  la contribution du continuum ayant été soustraite. L'ajustement des données dans le plan  $uv$  nous donne les valeurs suivantes pour le disque :

Table 16: Paramètres d'ajustement du disque en  $C^{17}O$ 

Flux (mJy)	Grand axe (")	Petit axe (")	Angle de Position (°)
$149.3 \pm 2.4$	$1.494 \pm 0.05$	$1.064 \pm 0.03$	$14.35 \pm 4.39$

Ce qui nous donne avec une température de 20K, dans le cas optiquement mince :

$$M_{disque} = 1.3 \cdot 10^{-2} M_{\odot} \quad (75)$$

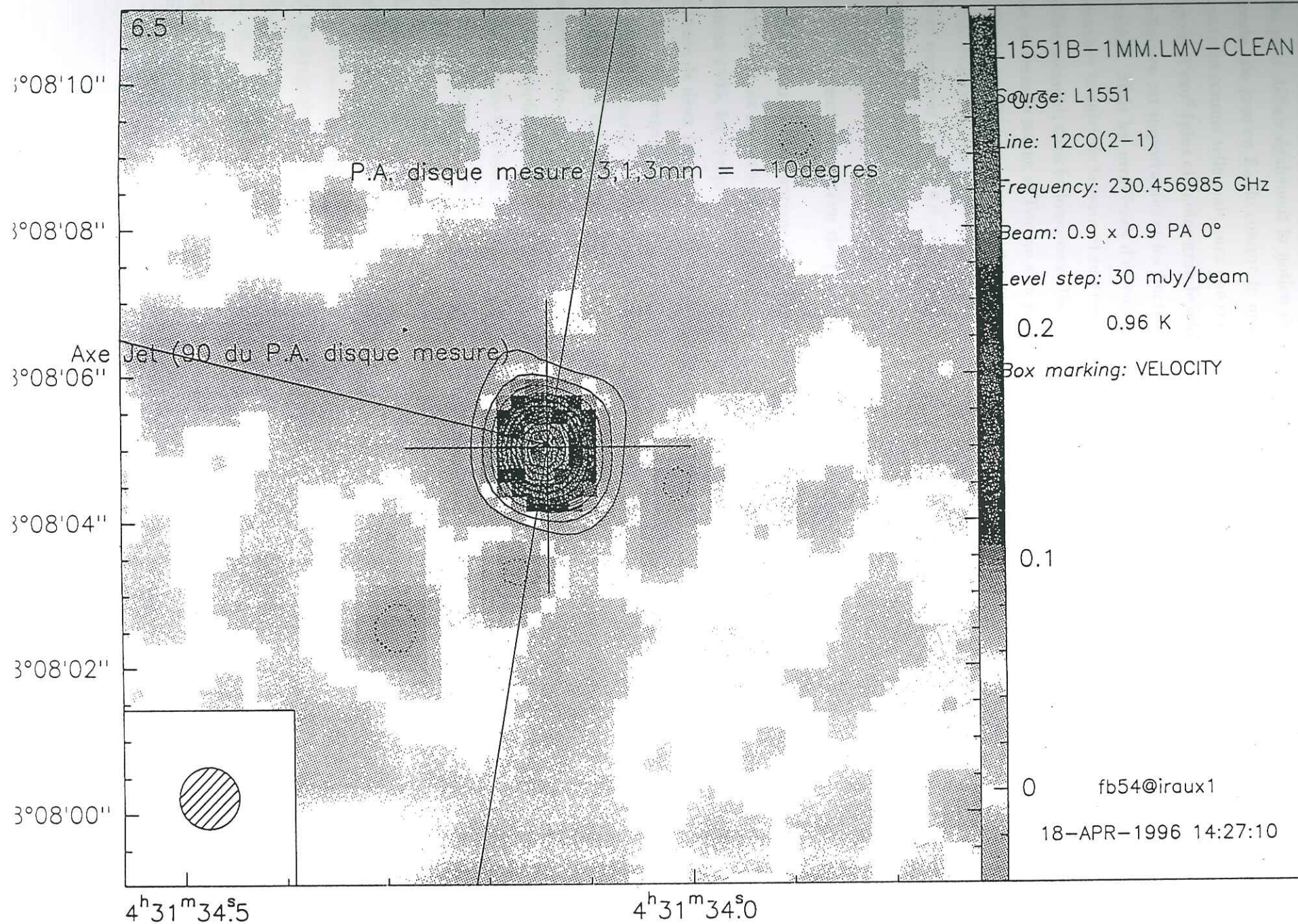
On trouve ainsi que pour le flux intégré mesuré on obtient une masse pour le disque de  $\sim 0.013 M_{\odot}$  pour des températures comprises entre 20 et 50 K. Cette valeur est à rapprocher de la valeur obtenue par Sargent et al. (19..) qui ont trouvé une masse de  $0.03 M_{\odot}$  à partir de leurs données  $C^{18}O$ . Notre mesure est une limite inférieure à cause de la déplétion du CO dans le disque due à son agglomération sur les grains de poussières. En fait, cette valeur s'accorde assez bien avec ce que l'on s'attendait à trouver.

## 7.3 Les données en continuum

### 7.3.1 Le seeing

Le seeing est un concept bien connu et fréquemment utilisé par les astronomes en optique ou en infra rouge. Il leur permet de qualifier quantitativement la qualité atmosphérique d'un site lors d'une observation. Cette notion traduit la limite de leur résolution angulaire due aux perturbations de l'atmosphère. Dans ces domaines, le seeing est dû aux multiples réflexions et réfractions causées par les variations d'indice de l'air, et il en résulte l'apparente scintillation des étoiles.







On peut définir également la notion de seeing en interférométrie radio. Bien que de nature différente elle joue en fin de compte le même rôle, à savoir qu'une source ponctuelle (radio) ne sera pas vue comme telle mais aura une certaine taille apparente. En radio, ce sont les variations de vapeur d'eau<sup>6</sup> (plus ou moins grande selon la fréquence observée et plus celle-ci est élevée plus son influence est importante) et les fluctuations de densité de l'ionosphère qui provoquent cette aberration. Mais les problèmes d'erreurs de ligne de bases ou de position absolue des sources (influençant le suivi de la source) rentrent aussi en ligne de compte...

Généralement, dans le domaine radio, les résolutions spatiales des observations ne permettent pas de mesurer le seeing et l'on ne s'en préoccupe pas. Mais dans le cas de nos observations, vu l'excellente qualité des données de l'hiver 1995 en continuum on a pu pour la première fois en faire une évaluation sur le site du plateau de Bure. Il peut être très intéressant de le qualifier, ne serait-ce que pour évaluer s'il serait possible dans le futur d'étendre encore les lignes de base (si le seeing est supérieur à la résolution, on ne gagnerait rien à allonger encore les lignes de bases).

### 7.3.2 Correction active de phase ou référence de phase

Afin d'atténuer les fluctuations de l'atmosphère, on peut mettre en oeuvre deux procédés de correction. Dans un premier temps on peut faire une correction en temps réel. En effet, depuis l'automne 1995, les récepteurs de l'interféromètre du plateau de Bure autorisent l'observation simultanée de deux fréquences. Il a ainsi été développé un algorithme permettant une correction de la phase en temps réel (voir IRAM newsletter numéro 24-25, février 1996) à partir de la mesure de la puissance totale à 230 GHz. Un modèle d'atmosphère a été développé par M. Bremer et J. Cernicharo qui calcule le chemin optique de l'atmosphère. Il s'agit de réaliser la mesure de la puissance totale à 1.3 mm avec les fluctuations de phase afin de déterminer une correction qui pourra être appliquée aux données à 3 mm. Cette technique fut expérimentée lors de l'hiver 1995 et donna de très bons résultats, réduisant le bruit de phase jusqu'à un rapport égal à XXX. (Pour nos observations on est ainsi passé de XX ° à 18 ° sur notre plus longue ligne de base (408m)).

L'autre solution est déjà bien connue, il s'agit de la technique de référence de phase (voir Cornwell (1986a), Walker (1986)). Elle permet de diminuer notablement le bruit de phase à 1 mm en se calant sur la phase à 3 mm, pour peu que le rapport Signal/Bruit soit suffisamment élevé. Le bruit de phase est alors éliminé et il ne reste que le bruit d'amplitude du seeing.

Ces deux techniques nous permettent d'estimer la contribution due à l'amplitude sur le seeing. Les solutions de référence de phase de 1.3 mm sur 3 mm sur nos deux quasars ponctuels

<sup>6</sup>On donne une mesure de la hauteur de vapeur d'eau précipitable en millimètres, de bonnes conditions atmosphériques pour des observations radio correspondant à quelques millimètres.



et très régulièrement observés lors de l'expérience (toutes les 15 minutes), ayant un rapport signal/bruit  $\gg 1$ , nous ont donné les valeurs suivantes après ajustement d'une gaussienne à l'image :

Table 17: Largeur à mi hauteur de nos quasars

Quasar	Largeur à mi hauteur
0415	0.2 "
0528	0.1 "

Soit en moyenne, un seeing d'amplitude égal à environ 0.15".

### 7.3.3 Estimation théorique du bruit de phase (seeing de phase)

On peut estimer assez facilement cette quantité, à partir de :

$$\Delta S = \frac{\text{Sensibilité } T_{\text{systeme}}}{\sqrt{\Delta \nu t_{\text{intégration}}}} \quad (76)$$

Avec typiquement, pour des observations à 3 mm au plateau de Bure :  $T_{\text{systeme}} = 150$  K, la sensibilité (en Jansky par Kelvin) est de 22 Jy/K,  $\Delta \nu = 400$  MHz et un temps d'intégration de 120 secondes. On trouve alors que  $\Delta S \sim 15$  mJy, ce qui pour une source de 100 mJy nous donne un rapport signal sur bruit de  $\frac{S}{\Delta S} \sim 6.67$ .

Traduit en bruit de phase, on trouve  $\sigma_\phi = \frac{1/S}{\Delta S} \sim 1.5 \cdot 10^{-1}$  rad (soit  $18^\circ$  à 1.3 mm en tenant compte du rapport des fréquences). Ce bruit se traduit en une perte d'amplitude de l'ordre de  $(e^{-\frac{\sigma_\phi^2}{2}})$  soit 5% de perte en amplitude.

On peut maintenant chercher pour  $D/\lambda$  fixé, la taille équivalente de source qui fait passer d'une visibilité de 1 à une visibilité de 0.95.

On doit simplement résoudre l'équation :

$$\frac{\sin(x)}{x} = 0.95 \quad (77)$$

avec  $x = \frac{\pi D}{\lambda} \alpha$ ; on trouve ainsi que  $x = 0.55$  soit

$$\alpha \sim 0.174 \frac{\lambda}{D}$$

Dans notre cas, on a un  $D$  moyen de  $300k \lambda$  d'où :

$$\alpha = 0.12'' \quad (78)$$

On a donc un seeing de phase théorique majoré à  $\sim 0.15''$ .

D'après les différents ajustements après les corrections (17) et l'on trouve une valeur expérimentale majorée de :

$$\text{seeing d'amplitude} \sim 0.2'' \quad (79)$$

Au total le seeing de phase et le seeing d'amplitude s'additionnent quadratiquement, on a  $\sqrt{0.12^2 + 0.2^2} \sim 0.25$  que l'on majore par :

$$\text{Seeing Naturel} = 0.3'' \quad (80)$$

Sur cette estimation de seeing, on n'a pas pris directement en compte les problèmes liés aux pertes sur la RF (qui jouent essentiellement sur la position des sources, on l'a en partie corrigé). Le seeing est la plus petite dimension mesurable sur le plateau de Bure. On constate ainsi que, sur le site du plateau de Bure et au vu des données limitées ici à quelques observations seulement, on pourrait augmenter les lignes de bases jusqu'à 800 m ou bien monter en fréquence à 450 GHz.

#### 7.3.4 Présentation de nos expériences en continuum.

##### a) Résultats obtenus lors de nos premières observations.

Lors de notre première campagne d'observation, nous avons réalisé une synthèse d'ouverture complète ce qui veut dire que nous avons obtenu du temps sur toutes les différentes configurations standard d'alors, nous permettant une couverture optimale du plan uv. Voici les résultats des différents ajustements que nous avons eus :

Table 18: Mesure du continuum de L1551 lors de nos premières expériences

Expérience 1994	Grand axe	Petit axe	Angle de position
avec B2-a et b	1.16	0.90	$+10 \pm 8$
avec B2-c	1.20	0.93	$-15 \pm 7$

Il s'est avéré que selon les expériences l'angle de position variait. En effet, pour obtenir une couverture maximale du plan uv, plusieurs observations ont été nécessaires avec des configurations d'antenne différentes. On a ainsi, dans notre première série d'observations quatre configurations distinctes (les configurations B2, C1 C2 et D, cf IRAM newsletter numéro X). Pour différentes raisons, les observations faites avec la configuration B2 ont été répétées à trois reprises (B2-a, B2-b et B2-c). Avec la configuration B2-c, on trouve pour le continuum une direction perpendiculaire au flot, ce qui pourrait dire que l'on verrait le disque. De plus l'orientation est cohérente avec les expériences réalisées au CSO et au JCMT. Mais si l'on considère les



deux autres morceaux de cette configuration (B2-a et B2-b) on trouve un angle de position très différent avec une direction calquée sur celle du bord du flot le plus intense en  $^{12}\text{CO}$ . Il se trouve que, justement, les observations B2-a et B2-b ont été réalisées avec un autre quasar de référence (on a 0528+134 pour la configuration B2-c et 3C120 pour les deux premières) et il se peut que cette indétermination soit due à un problème de polarisation entre les deux quasars. On ne peut lever l'ambiguïté sur ces mesures. C'est une des raisons qui nous a conduit à demander une nouvelle session d'observations lors de l'hiver 1995 avec en plus l'avantage de pouvoir bénéficier des nouveaux récepteurs ainsi que des nouvelles lignes de base.

### 7.3.5 Résultats des observations continuum à 3mm et 1.3 mm.

Rappelons quelques résultats essentiels :

Il apparaît que l'ajustement des données uv présente un point particulièrement intéressant

Table 19: Mesure du continuum de L1551 à 3mm et 1.3mm

$\lambda$ (mm)	intervale	Grand axe (")	Petit axe (")	Angle de position ( $^{\circ}$ )	inclinaison ( $^{\circ}$ )	Flux (mJy)
1.3mm	0-108m	1.1	0.70	-16.0	$> 50$	850
	200-408m	0.7	$< 0.40$	-17.5	$> 55$	270
3mm	0-108m	1.0	0.57	-15.0	$> 50$	132

autour des 200 m. Quand on essaye de calculer un ajustement entre 200 et 408 m, on obtient une forte variation du flux et un angle de position légèrement plus important. Cela pourrait vouloir dire que nous sommes en présence d'une enveloppe qui contient les deux tiers du flux.

Il faut également noter que l'angle d'inclinaison ainsi mesuré n'est qu'une limite inférieure. En effet, vu que le disque est résolu dans une direction mais pas dans l'autre, un gain en résolution ne peut qu'augmenter la valeur de cet angle. Si on applique la correction que l'on a calculée pour le seeing, on trouve une inclinaison de  $56^{\circ}$ .

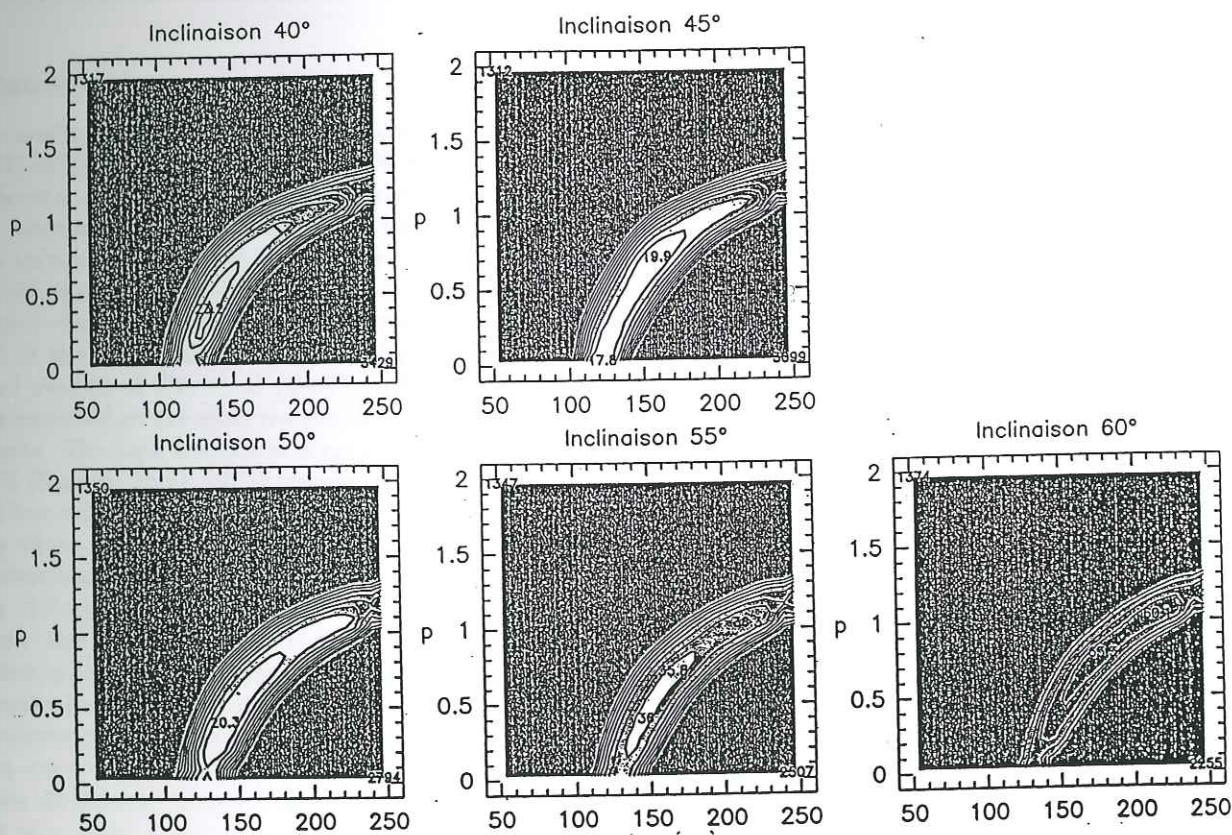
Nos données sont de bonne qualité et nous avons pu tenter de contraindre les valeurs de  $p$  (voir équation (67) et de  $\beta$ . Pour cela nous avons réalisé des tests de  $\chi^2$  afin de minimiser l'intervalle des solutions (voir courbe). Nous avons pu ainsi tester différentes inclinaisons possibles entre  $40^{\circ}$  et  $60^{\circ}$  ainsi que différentes valeurs de  $\beta$ . Nous avons ainsi défini un intervalle de solution pour  $p$  centré sur 0.6. Les bornes de l'intervalle ont été très précisément définies et l'on sait que  $p$  est nécessairement plus grand que 0.6 et plus petit que 1. Ceci a une conséquence directe très importante : d'après ces observations, pour la première fois, on peut dire qu'un disque circumstellaire est plat.

A partir du flux et en prenant pour  $K_{\nu}$  la valeur conseillée par Agladz et al (1996) soit

$K_\nu = 0.04$ , on trouve que la masse du disque est :

$$M_{\text{disque}} = 10^{-2} M_\odot$$

Cette valeur comparée aux valeurs observées par le passé est dans le bas de la fourchette des valeurs déjà trouvées. Il faut prendre en compte que l'indice de poussière que nous avons pris est plus faible mais certainement plus réaliste car directement mesuré à partir d'expériences réalisées à cette température et non pas comme étant l'extrapolation de mesures faites à d'autres températures.



Test du  $\chi^2$  sur p pour plusieurs inclinaison.

Table 20: Principaux paramètres du disque en continuum

Taille	1.1" x 0.7" P.A. = -15°
Masse	$10^{-2} M_\odot$
p	$\sim 0.6$
$\beta$	$\sim 0.6$
$R_{\text{extérieur}}$	150 à 180 AU



# Sub-arcsecond mm-wave image of L1551 proto-star

S. Guilloteau<sup>1</sup>, A. Dutrey<sup>1</sup>, J.F. Desmurs<sup>2</sup>, and A. Baudry<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institut de Radio Astronomie Millimétrique, 300 Rue de la Piscine, F-38406 Saint Martin d'Hères, France

<sup>2</sup>Observatoire de Bordeaux, Avenue de l'Observatoire, F-33 Floirac

received, accepted

**Abstract.** We present sub-arc resolution images of L1551

**Key words:** Fu Orionis ....

L1551 we have undertaken the first subarcsecond mm continuum map of IRS5 with the IRAM interferometer on Plateau de Bure.

## 1. introduction

The nearby dark cloud L1551 (distance=160pc (Snell et al 1981) or 140pc (Elias 1978)) contains a highly collimated molecular outflow which was extensively studied in different molecular lines (e.g. Snell et al, 1980 and Snell 1981). The infrared object IRS5 lying at the center of the outflow is a low-mass, young stellar object in the direction of which several observers attempted to discover the presence of a disk at the origin of the collimated outflow. The rotating infall models of Shu et al (1987) predict indeed that inflow and outflow are observed simultaneously in collimated objects. The high resolution maps made in C<sup>18</sup>O towards IRS5 (Sargent et al, 1988) revealed a compact, elongated and low-mass cloud oriented perpendicular outflow. However these data do not show clearly whatever C<sup>18</sup>O is gravitationally bound to the central object.

The 2.7mm continuum interferometric observations of Keene and Mason (1990) centered on IRS5 were interpreted in terms of an unresolved core and envelope. More recently Lay et al, (1994) used the JCMT-CSO submm interferometer to detect the accretion disk in IRS5. Their data are consistent with an elongated structure resolved in one dimension. However this structure could be either a disk or a multicomponent system (binary system?). VLA continuum maps made by Bieging and Cohen (1985) and later by Rodriguez et al (1986) showed in fact that the core of L1551 is complex and consists of two unresolved sources separated by  $\sim 0.3''$ . These sources could form a binary system or could more likely (see Rodriguez et al 1986), be explained as the ionized walls of a circumstellar torus.

In order to clarify this picture and to image the core of

## 2. Observations

1. Snapshot mode at 1.3mm (details)

2. Atm. correction for the phase at 1.3mm We applied an active phase correction base on the total amplitude.

3. C17O: old data, complete synthesis (12CO 1-0 not shown)

4. TO DO: 3mm phase applied to 1.3mm After a self-calibration procedure which applied the phase solution at 3mm to the 1.3mm for each calibrator, we obtained: As we

Table 1. Quasar measurements

Quasar	Integration time	
	60 sec	120 sec
0415+379	" $\pm$ "	$0.19'' \pm 0.01''$
0528+134	$0.08'' \pm 0.03''$	$0.14'' \pm 0.02''$

have corrected from all phase noise, this "seeing" of  $\sim 0.2''$  correspond to the amplitude noise. We have also calculate the absolute contribution to the seeing from phase and we find  $\sim 0.17''$ . So finally we have a total "seeing" of nearly  $0.30''$ .

5. TO DO: check flux scale

Fig. 1. Amplitude curves A(t) on long baselines for 0528+134 and 0415+379.

## 3. Results

Presentation of C17O map.

Send offprint requests to: S. Guilloteau

Presentation 3mm and 1.3mm unif. Weight. maps.  
Presentation 3mm and 1.3mm size measurements coming from UV fits (inside the table 1).

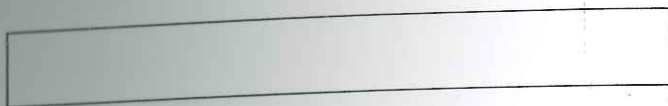


Fig. 2.  $C^{17}O$   $J = 1 \rightarrow 0$  integrated area map on L1551.

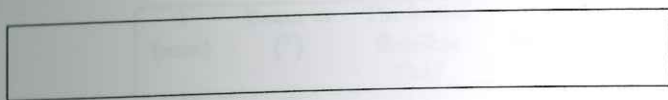


Fig. 3. 3mm and 1.3mm maps of L1551



Fig. 4. Visibilities versus  $k\lambda$ , observations and models



Fig. 5. Frequency dependence of dust emissivity: results of model fits compared to the observations at 3, 1.3mm and 0.8mm.

#### 4. Discussion

##### 4.1. Geometry of the Dust Emission

Discuss the implication of the apparent size on the geometry of the disk:

True value of  $i$  after "removing the flux from the envelope.

Origin of  $C^{17}O$  emission which is extended (envelope)

Other possibilities: geometrically thick disk disturbed by the outflow.

##### 4.2. New Constraints on the Disk Properties

Discuss the implications of the new data on the old models (validity)

1)  $p > 0$  then  $\Sigma(r) \propto r^{-p}$ , power law,  $E(r) \propto T(r) \times \Sigma(r)_{(opt.thin.regime)}$ ,  $\propto T(r)_{(opt.thick.regime)}$ .

2)  $p = 0$  disk homogeneous  $\Sigma(r) = cte$ ,  $E(r) \propto T(r)_{everywhere}$

Limit on  $p$  introduced by our observations, taking into account the uncertainties.

Reproduce the best model of Keene and Masson, present it in figure 4 and show how it disagrees with our observations, explain why (baseline 170m instead of 400m, do not constrain the disk itself, etc...)

Best fit from our observations taking into account our determination of  $p$ . Show the model on figure 4. Compare with other models, particularly discuss here very shortly the model of Butner and Natta (implication of a "more realistic model for  $T(r)$  on our observations (to see ?))...

From the different calculation of the  $\chi^2$  (see figure ...), we can conclude that  $p$  must be between:  $0.4 < p \leq 1$ . Our simulation give good results for  $p \sim 0.7$  with a radius of  $R_{out} \sim 150-180$  A.U.

##### 4.3. Frequency Dependence of the Dust Emissivity

Discuss the value of  $\beta$  which fits the data between 3 and 0.8mm (including only the interferometric data). Do the same on single-dish data (to see the influence on the envelope ?? surely not realistic with the errors bars...). Results on fig. 5. We find that a  $\beta \sim 0.6$  give a good fit of our data.

##### 4.4. Implications on Mass Estimates

Mass estimates from  $C^{17}O$  (central beam only because  $C^{17}O$  is extended and comes mainly from the envelope).

Discuss discrepancy between mass estimated from the dust and from CO.

#### 5. References

- Altenhoof, W.J., Thum, C., Wendker, H. J., 1994, *A&A* 281, 161  
Biegging, J.H., Cohen, M., 1985, *ApJ* 289, L5  
Cabrit, S., Andre, P., 1991, *ApJ* 379, L25  
Keene, J., Masson, C.R., 1990, *ApJ* 355, 635  
Lay, O., Carlstrom, J. E.; Hills, R. E.; Phillips, T. G., 1994, *ApJ* 434, L75

This article was processed by the author using Springer-Verlag  $\LaTeX$  A&A style file L-AA version 3.



Table 2. Observed parameters for L1551

$\lambda$ (mm)	Beam or (")	Projected Baseline (k $\lambda$ )	Flux Density (Jy)	Measured Size Major(") x Minor(") and P.A.(°)	Inclination i(°)	Reference or Comments
1.25	27		$2.4 \pm 0.5$			1
1.3	11		$1.5 \pm 0.3$			2
1.2	10		$1.7 \pm 0.2$			3
20.0	0.1/0.15	VLA		2 sources P.A.=190		4 /double source
2.73		6→70	0.29			1/total flux (core + envelope)
0.87		50→190	$2.24^{+0.28}_{-0.14}$	$1.14^{+0.28}_{-0.14} \times < 0.74$ P.A.=162 $^{+18}_{-9}$	>49	5
2.7		9→150	$0.14 \pm$	$1.1 \times 0.65$		6
1.3		18→308	$0.80 \pm$	$1.1 \times 0.7$ $1.04^a \times 0.61^a$ P.A.=164 $\pm$	$50 \pm 3$ $54 \pm 3$	6 6
1.3		150→308	$0.27 \pm$	$^a \times < 0.2$ P.A.=163		6

<sup>1</sup>Keeene and Masson (1990)<sup>2</sup>Cabrit and Andre (1991) ApJ 379, L25<sup>3</sup>Altenhooff et al (1996), A&A 281, 161<sup>4</sup>Bieging and Cohen (1985); Rodriguez et al, (1986)<sup>5</sup>Lay et al (1994), ApJ<sup>6</sup>This work

a) Corrected for 0.35" broadening

## Conclusion

### II

Les recherches menées dans le cadre de ce projet ont permis d'identifier les principales caractéristiques de la culture de la ville de Lynd, en particulier la culture de la ville de Lynd, en 1951, et les liens entre la culture de la ville de Lynd et la culture de la ville de Lynd, en 1951. Les résultats de ces recherches ont permis d'identifier les principales caractéristiques de la culture de la ville de Lynd, en particulier la culture de la ville de Lynd, en 1951, et les liens entre la culture de la ville de Lynd et la culture de la ville de Lynd, en 1951.

Les résultats de ces recherches ont permis d'identifier les principales caractéristiques de la culture de la ville de Lynd, en particulier la culture de la ville de Lynd, en 1951, et les liens entre la culture de la ville de Lynd et la culture de la ville de Lynd, en 1951. Les résultats de ces recherches ont permis d'identifier les principales caractéristiques de la culture de la ville de Lynd, en particulier la culture de la ville de Lynd, en 1951, et les liens entre la culture de la ville de Lynd et la culture de la ville de Lynd, en 1951.

Les résultats de ces recherches ont permis d'identifier les principales caractéristiques de la culture de la ville de Lynd, en particulier la culture de la ville de Lynd, en 1951, et les liens entre la culture de la ville de Lynd et la culture de la ville de Lynd, en 1951. Les résultats de ces recherches ont permis d'identifier les principales caractéristiques de la culture de la ville de Lynd, en particulier la culture de la ville de Lynd, en 1951, et les liens entre la culture de la ville de Lynd et la culture de la ville de Lynd, en 1951.



## Conclusion

Les recherches menées lors de notre relevé systématique des masers OH dans la galaxie a donné des résultats nouveaux. Ainsi nous avons découvert quinze nouvelles sources maser à la fréquence de 6035/6030 MHz dans le premier état excité de OH ( $^2H_{\frac{1}{2}} J=\frac{5}{2}$ ). Avec les travaux de Caswell et al. (1995), ce sont maintenant près de quatre vingt dix sources masers de ce type qui sont connues. De plus nous avons pu observer quelques sources dans leurs raies satellites avec succès, ce qui nous a permis de couvrir toutes les transitions de cet état rotationnel. Ces raies satellite permettront de contraindre efficacement les modèles d'excitation de OH. Nous avons également pu discuter de l'efficacité du pompage dans l'infrarouge lointain et montré que son flux était suffisant pour toutes les sources que nous avons détectées. Enfin, bien que l'on puisse encore avoir une certaine réserve sur la méthode, nous avons obtenu une estimation du champ magnétique dans treize sources, renforçant l'idée que le champ magnétique suit en général, les bras spiraux de notre galaxie.

Les résultats obtenus dans L1551, nous ont permis de réaliser la première carte millimétrique à très haute résolution d'une région de formation d'étoile de petite masse ( $\sim 1 M_{\odot}$ ). Ces observations nous ont permis de ainsi mettre en évidence ce qui pourrait être une enveloppe et donner une limite inférieure sur l'angle d'inclinaison du disque. Nos données, nous ont aussi permis de donner pour la première fois une contrainte observationnelle sur l'aplatissement du disque. Nous avons de plus pu dériver des paramètres fondamentaux pour l'interféromètre du Plateau de Bure. Nous avons ainsi montré que le "seeing" radio y était excellent et pouvait autoriser un agrandissement des lignes de bases.

Le travail que j'ai réalisé en VLBI a prouvé la faisabilité des observations à 6 cm avec le réseau d'antennes européennes (l'EVN). Les promesses de résultats scientifiques sont nombreuses (études des masers du méthanol et hydroxyl). Les identifications de paires Zeeman dans la source W3(OH) sont fiables avec une précision de position relative entre les composantes droites et gauches inférieure à notre lobe synthétisé. La quasi totalité des masers coïncident à 1 milliarcseconde près. Les valeurs que nous avons obtenues pour le champ magnétique, sont comprises dans un intervalle allant de 1 et 10 milliGauss. (excepté un point à 14 mG). Le champ

semble de plus localement cohérent.

L'un des axes de développement futur de ce travail devra permettre d'extraire de manière plus systématique et plus aisés les paramètres des composantes spatiales maser. Un tel programme est en cours de développement à l'Observatoire National d'Espagne où je résiderai pour le compte de l'Institut JIVE en post doc. Il sera aussi alors intéressant de développer un programme de modélisation de l'émission maser.

Un autre prolongement évident de ce travail consistera à rééditer ce type d'expérience VLBI avec l'EVN, afin de commencer une étude de la dynamique de ces régions. A cette fin, il serait intéressant d'arriver à déterminer la position absolue de nos cartes. Cela nous permettrait de commencer à étudier les mouvements propres des centres d'émission maser en comparant les cartes à divers époques.



## Annexe A

# Complément sur les fichiers du corrélateur

Cette annexe est consacré à toute une quantité d'information divers, utile à un moment ou un autre d'une expérience VLBI. Je présente en premier un bref extrait du début d'un fichier *AFILE* et en donne la structure. Puis j'ai inclue le programme de nos observations. Enfin à la fin de l'annexe se trouve une carte du réseau VLBI européen dont j'ai encadré les trois antennes que nous avons utilisé.

### A.1 Explications du formats des fichier " AFILES "

- colonne : 1 : Nom du fichier
- colonne : 2 : repère pour les données: 0) brut; 1) corrélées; 2) FRNG exécuté
- colonne : 3 :
- colonne : 4 : si col(2) est 0 ou 1 alors c'est la taille du registre en bloc si col(2)=2 temps d'intégration en seconde dans FRNG.
- colonne : 5 : mois et année de l'expérience.
- colonne : 6 : Date de traitement au corrélateur .
- colonne : 7 : année de l'expérience.
- colonne : 8 : Identificateur de l'enregistrement : jours-heure minute.
- colonne : 9 : Nom de la source

Début d'un fichier AFILE

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28
<10450	1	1	1712	1094	95124d0907	94	141-0450	NRAO150	BJ9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA732	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	1
<10450	1	1	1876	1094	95203d1826	94	141-0450	NRAO150	BL9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA902	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	1
<10450	1	1	1932	1094	95205d0545	94	141-0450	NRAO150	JL9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA910	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	1
<10450	1	2	523	1094	95124d0907	94	141-0450	NRAO150	Bb9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA732	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	2
<10450	1	2	966	1094	95203d1826	94	141-0450	NRAO150	L19	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA902	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	2
<10450	1	2	994	1094	95205d0545	94	141-0450	NRAO150	Jj9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA910	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	2
<10504	1	1	3920	1094	95203d1829	94	141-0504	W3OH	BL9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA902	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	1
<10504	1	1	4088	1094	95205d0548	94	141-0504	W3OH	JL9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA910	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	1
<10504	1	1	4172	1094	95124d0911	94	141-0504	W3OH	BJ9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA732	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	1
<10504	1	2	1988	1094	95203d1829	94	141-0504	W3OH	L19	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA902	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	2
<10504	1	2	2072	1094	95205d0548	94	141-0504	W3OH	Jj9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA910	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	2
<10504	1	2	2086	1094	95124d0911	94	141-0504	W3OH	Bb9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA732	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	2
<10532	1	1	3836	1094	95203d1834	94	141-0532	W3OH	BL9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA902	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	1
<10532	1	1	4004	1094	95205d0554	94	141-0532	W3OH	JL9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA910	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	1
<10532	1	1	4200	1094	95124d0916	94	141-0532	W3OH	BJ9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA732	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	1
<10532	1	2	1962	1094	95203d1834	94	141-0532	W3OH	L19	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA902	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	2
<10532	1	2	2030	1094	95205d0554	94	141-0532	W3OH	Jj9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA910	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	2
<10532	1	2	2100	1094	95124d0916	94	141-0532	W3OH	Bb9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA732	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	2
<10600	1	1	3808	1094	95203d1840	94	141-0600	W3OH	BL9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA902	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	1
<10600	1	1	3920	1094	95205d0559	94	141-0600	W3OH	JL9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA910	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	1
<10600	1	1	4144	1094	95124d0921	94	141-0600	W3OH	BJ9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA732	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	1
<10600	1	2	1932	1094	95203d1840	94	141-0600	W3OH	L19	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA902	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	2
<10600	1	2	2072	1094	95124d0921	94	141-0600	W3OH	Bb9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA732	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	2
<10600	1	2	2114	1094	95205d0559	94	141-0600	W3OH	Jj9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA910	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	2
<10628	1	1	3808	1094	95205d0604	94	141-0628	W3OH	JL9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA910	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	1
<10628	1	1	3826	1094	95203d1845	94	141-0628	W3OH	BL9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA902	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	1
<10628	1	1	3920	1094	95124d0926	94	141-0628	W3OH	BJ9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA732	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	1
<10628	1	2	1932	1094	95205d0604	94	141-0628	W3OH	Jj9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA910	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	2
<10628	1	2	1960	1094	95124d0926	94	141-0628	W3OH	Bb9	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA732	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	2
<10628	1	2	2130	1094	95203d1845	94	141-0628	W3OH	L19	HS004538	DSN00092	RA09	45.61	245	162.2	.00	.0577	-.2	469328	AA902	1730	320.8	.61019113	-3368.418166	-.056	.250	2



- colonne : 10 : Ligne de base par le code des antennes (B=Effelsberg, L=Medicina, J=Jodrell), le chiffre est un facteur de qualité (9 très bon).
- colonne : 11 : référence de la cassette
- colonne : 12 : identification de la cassette enregistrée.
- colonne : 13 : Codage de la fréquence d'observation. (R pour polarisation droite, L gauche), la lettre suivante code le mode (A).
- colonne : 14 : Amplitude mesuré lors de la corrélation.
- colonne : 15 : Signale sur bruit.
- colonne : 16 : Phase résiduel par rapport au centre de la terre (deg).
- colonne : 17 : Délai résiduel par bande (usec).
- colonne : 18 : Délai résiduel pour toutes les bandes (usec).
- colonne : 19 : Taux de délai résiduel (en ps/s).
- colonne : 20 : Code de qualité de la cassette.
- colonne : 21 : Nom de l'archive.
- colonne : 22 : Temps UT au quel se réfère les observation (minute seconde).
- colonne : 23 : Phase total mesuré au centre de la terre(deg)
- colonne : 24 : Taux total du délai de phase (usec/sec)
- colonne : 25 : Taux total du délai sur toutes les bandes (usec)
- colonne : 26 : délais total par bande après correction par le délais total sur toutes les bandes.
- colonne : 27 : Incertitude sur le délai de groupe au travers des bandes.
- colonne : 28 : idem col (2).

## A.2 Programme de nos observations

## A.3 Le réseau EVN

5433 0427

\$INDEX-\$EXPER 15 2 5 \*  
 \$INDEX-\$STAT 20 2 39 \*  
 \$INDEX-\$CLOCK 32 4 127 \*  
 \$INDEX-\$FREQ 39 6 45 \*  
 \$INDEX-\$SUBGROUP 78 11 82 \*  
 \$INDEX-\$HEAD 81 11 122 \*  
 \$INDEX-\$SCHED 206 43 124 \*  
 \$INDEX-\$SOURCE 326 81 81 \*  
 \$INDEX-\$ESPIN 339 84 25 \*  
 \$INDEX-\$CONFIG 347 85 6 \*  
 \$INDEX-\$TAPE 364 86 46 \*  
 \$INDEX-\$STATUS 416 90 64 \*  
 \$INDEX-END

\$EXPER BAUD1  
 \*P.I.: baudry  
 \*Correlator: bonn

\$STAT  
 \*REF NAME ID COORD1 COORD2 COORD3 ZATM OCCUCODE  
 \* ----- -- 0 x(meters) y(meters) z(meters) nsec ----- \*rectang(rig

+ ht-hand)

B	EFLSBERG	06 0	4033949.4754	486989.3991	4900430.8244	7.0	00000000
J	JODRELL2	37 0	3822842.6600	-153800.1300	5086287.2200	7.0	00000000
L	MEDICINA	38 0	4461371.9700	919595.8700	4449559.5000	7.0	00000000
b	EFLSBERG	06 0	4033949.4754	486989.3991	4900430.8244	7.0	00000000
j	JODRELL2	37 0	3822842.6600	-153800.1300	5086287.2200	7.0	00000000
l	MEDICINA	38 0	4461371.9700	919595.8700	4449559.5000	7.0	00000000

\$CLOCK

*REF	CLK SYNC	CLK RATE	CLK SYNC EPOCH	INSTR DLY
	usec	sec/sec	yy ddd hh mm	usec
b	0.0	0.0	0 0 0 0	0. *EFLSBERG ??
j	-5.8	2.2E-12	94 140 0 0	0. *JODRELL2 ??
l	-20.8	0.8E-12	94 140 0 0	0. *MEDICINA ??

\*SFREQ

AC L1 6031.60 10000.0 1(15) 2(16)  
 AC R1 6031.60 10000.0 1(1) 2(2)  
 AC L2 6035.94 10000.0 1(17) 2(18)  
 AC R2 6035.94 10000.0 1(3) 2(4)  
 AC L3 6031.60 10000.0 1(19) 2(20)  
 AC R3 6031.60 10000.0 1(5) 2(6)  
 BC L1 6030.81 10000.0 1(15) 2(16)  
 BC R1 6030.81 10000.0 1(1) 2(2)  
 BC L2 6035.15 10000.0 1(17) 2(18)  
 BC R2 6035.15 10000.0 1(3) 2(4)  
 BC L3 6030.81 10000.0 1(19) 2(20)  
 BC R3 6030.81 10000.0 1(5) 2(6)  
 DC L1 6030.28 10000.0 1(15) 2(16)  
 DC R1 6030.28 10000.0 1(1) 2(2)  
 DC L2 6034.62 10000.0 1(17) 2(18)  
 DC R2 6034.62 10000.0 1(3) 2(4)  
 DC L3 6030.28 10000.0 1(19) 2(20)  
 DC R3 6030.28 10000.0 1(5) 2(6)  
 EC L1 6031.07 10000.0 1(15) 2(16)  
 EC R1 6031.07 10000.0 1(1) 2(2)  
 EC L2 6035.41 10000.0 1(17) 2(18)  
 EC R2 6035.41 10000.0 1(3) 2(4)  
 EC L3 6031.07 10000.0 1(19) 2(20)  
 EC R3 6031.07 10000.0 1(5) 2(6)  
 FC L1 6031.11 10000.0 1(15) 2(16)  
 FC R1 6031.11 10000.0 1(1) 2(2)  
 FC L2 6035.46 10000.0 1(17) 2(18)  
 FC R2 6035.46 10000.0 1(3) 2(4)

## Schedule

L3 6031.11 10000.0 1(15) 2(16)  
 FC R3 6031.11 10000.0 1(5) 2(6)  
 GC L1 6032.21 10000.0 1(15) 2(16)  
 GC R1 6032.21 10000.0 1(1) 2(2)  
 GC L2 6036.55 10000.0 1(17) 2(18)  
 GC R2 6036.55 10000.0 1(3) 2(4)  
 GC L3 6032.21 10000.0 1(19) 2(20)  
 GC R3 6032.21 10000.0 1(5) 2(6)

\* \$SUBGROUP

\* &lt;station&gt; &lt;frq code&gt; &lt;frq.subgroup&gt; &lt;frq.subgroup&gt; ...

\* \$HEAD

\* &lt;station&gt; &lt;frq.sequence&gt; &lt;pass#(head.offset)&gt; .....

\* Head position information for MkIIIA recorders

B AC 11(-330) 22(-330) 31(-275) 42(-275) 51(-220) 62(-220) 71(-165) 82(-165) 91  
 B AC A2(-110) B1(-55) C2(-55) D1(0) E2(0) F1(55) G2(55) H1(110) I2(110)  
 B AC J1(165) K2(165) L1(220) M2(220) N1(275) O2(275)  
 J AC 11(-330) 22(-330) 31(-275) 42(-275) 51(-220) 62(-220) 71(-165) 82(-165) 91  
 J AC A2(-110) B1(-55) C2(-55) D1(0) E2(0) F1(55) G2(55) H1(110) I2(110)  
 J AC J1(165) K2(165) L1(220) M2(220) N1(275) O2(275)  
 L AC 11(-330) 22(-330) 31(-275) 42(-275) 51(-220) 62(-220) 71(-165) 82(-165) 91  
 L AC A2(-110) B1(-55) C2(-55) D1(0) E2(0) F1(55) G2(55) H1(110) I2(110)  
 L AC J1(165) K2(165) L1(220) M2(220) N1(275) O2(275)  
 B BC 11(-330) 22(-330) 31(-275) 42(-275) 51(-220) 62(-220) 71(-165) 82(-165) 91  
 B BC A2(-110) B1(-55) C2(-55) D1(0) E2(0) F1(55) G2(55) H1(110) I2(110)  
 B BC J1(165) K2(165) L1(220) M2(220) N1(275) O2(275)  
 J BC 11(-330) 22(-330) 31(-275) 42(-275) 51(-220) 62(-220) 71(-165) 82(-165) 91  
 J BC A2(-110) B1(-55) C2(-55) D1(0) E2(0) F1(55) G2(55) H1(110) I2(110)  
 J BC J1(165) K2(165) L1(220) M2(220) N1(275) O2(275)  
 L BC 11(-330) 22(-330) 31(-275) 42(-275) 51(-220) 62(-220) 71(-165) 82(-165) 91  
 L BC A2(-110) B1(-55) C2(-55) D1(0) E2(0) F1(55) G2(55) H1(110) I2(110)  
 L BC J1(165) K2(165) L1(220) M2(220) N1(275) O2(275)  
 B DC 11(-330) 22(-330) 31(-275) 42(-275) 51(-220) 62(-220) 71(-165) 82(-165) 91  
 B DC A2(-110) B1(-55) C2(-55) D1(0) E2(0) F1(55) G2(55) H1(110) I2(110)  
 B DC J1(165) K2(165) L1(220) M2(220) N1(275) O2(275)  
 J DC 11(-330) 22(-330) 31(-275) 42(-275) 51(-220) 62(-220) 71(-165) 82(-165) 91  
 J DC A2(-110) B1(-55) C2(-55) D1(0) E2(0) F1(55) G2(55) H1(110) I2(110)  
 J DC J1(165) K2(165) L1(220) M2(220) N1(275) O2(275)  
 L DC 11(-330) 22(-330) 31(-275) 42(-275) 51(-220) 62(-220) 71(-165) 82(-165) 91  
 L DC A2(-110) B1(-55) C2(-55) D1(0) E2(0) F1(55) G2(55) H1(110) I2(110)  
 L DC J1(165) K2(165) L1(220) M2(220) N1(275) O2(275)  
 B EC 11(-330) 22(-330) 31(-275) 42(-275) 51(-220) 62(-220) 71(-165) 82(-165) 91  
 B EC A2(-110) B1(-55) C2(-55) D1(0) E2(0) F1(55) G2(55) H1(110) I2(110)  
 B EC J1(165) K2(165) L1(220) M2(220) N1(275) O2(275)  
 J EC 11(-330) 22(-330) 31(-275) 42(-275) 51(-220) 62(-220) 71(-165) 82(-165) 91  
 J EC A2(-110) B1(-55) C2(-55) D1(0) E2(0) F1(55) G2(55) H1(110) I2(110)  
 J EC J1(165) K2(165) L1(220) M2(220) N1(275) O2(275)  
 L EC 11(-330) 22(-330) 31(-275) 42(-275) 51(-220) 62(-220) 71(-165) 82(-165) 91  
 L EC A2(-110) B1(-55) C2(-55) D1(0) E2(0) F1(55) G2(55) H1(110) I2(110)  
 L EC J1(165) K2(165) L1(220) M2(220) N1(275) O2(275)  
 B FC 11(-330) 22(-330) 31(-275) 42(-275) 51(-220) 62(-220) 71(-165) 82(-165) 91  
 B FC A2(-110) B1(-55) C2(-55) D1(0) E2(0) F1(55) G2(55) H1(110) I2(110)  
 B FC J1(165) K2(165) L1(220) M2(220) N1(275) O2(275)  
 J FC 11(-330) 22(-330) 31(-275) 42(-275) 51(-220) 62(-220) 71(-165) 82(-165) 91  
 J FC A2(-110) B1(-55) C2(-55) D1(0) E2(0) F1(55) G2(55) H1(110) I2(110)  
 J FC J1(165) K2(165) L1(220) M2(220) N1(275) O2(275)  
 L FC 11(-330) 22(-330) 31(-275) 42(-275) 51(-220) 62(-220) 71(-165) 82(-165) 91  
 L FC A2(-110) B1(-55) C2(-55) D1(0) E2(0) F1(55) G2(55) H1(110) I2(110)  
 L FC J1(165) K2(165) L1(220) M2(220) N1(275) O2(275)  
 B GC 11(-330) 22(-330) 31(-275) 42(-275) 51(-220) 62(-220) 71(-165) 82(-165) 91



*YX DDD HH MM SS LSEC SOURCE										STATS CLKS PASMODE PP #P KMODE									
* (sec)										* (msec)									
94	140	20	32	00	784	NRAO150	(Eb+,Jj+,Ll+,bb+,jj+,ll+)	GCQC	10000	1	000211B								
94	140	20	48	00	784	N7538	(Bb1,Jj1,Ll1,bb1,jj1,ll1)	GCQC	10000	1	000211B								
94	140	21	02	00	1568	N7538	(Bb1,Jj1,Ll1,bb1,jj1,ll1)	GCQC	10000	1	000211B								
94	140	21	29	00	1568	N7538	(Bb1,Jj1,Ll1,bb1,jj1,ll1)	GCQC	10000	1	000211B								
94	140	21	56	00	1568	N7538	(Bb1,Jj1,Ll1,bb1,jj1,ll1)	GCQC	10000	1	000211B								
94	140	22	23	00	1568	N7538	(Bb2,Jj2,Ll2,bb2,jj2,ll2)	GCQC	10000	1	000211B								
94	140	22	50	00	1568	N7538	(Bb2,Jj2,Ll2,bb2,jj2,ll2)	GCQC	10000	1	000211B								
94	140	23	33	00	784	NRAO530	(Bb2,Jj2,Ll2,bb2,jj2,ll2)	BCQC	10000	1	000211B								
94	140	23	47	00	784	M17	(Bb2,Jj2,Ll2,bb2,jj2,ll2)	BCQC	10000	1	000211B								
94	141	00	01	00	1568	M17	(Bb2,Jj2,Ll2,bb2,jj2,ll2)	BCQC	10000	1	000211B								
94	141	00	28	00	1568	M17	(Bb3,Jj3,Ll3,bb3,jj3,ll3)	BCQC	10000	1	000211B								
94	141	00	55	00	1568	M17	(Bb3,Jj3,Ll3,bb3,jj3,ll3)	BCQC	10000	1	000211B								
94	141	01	23	00	1568	M17	(Bb3,Jj3,Ll3,bb3,jj3,ll3)	BCQC	10000	1	000211B								
94	141	01	53	00	1568	M17	(Bb3,Jj3,Ll3,bb3,jj3,ll3)	BCQC	10000	1	000211B								
94	141	02	30	00	784	NRAO530	(Bb4,Jj4,Ll4,bb4,jj4,ll4)	BCQC	10000	1	000211B								
94	141	02	49	00	784	M17	(Bb4,Jj4,Ll4,bb4,jj4,ll4)	BCQC	10000	1	000211B								
94	141	03	04	00	1568	M17	(Bb4,Jj4,Ll4,bb4,jj4,ll4)	BCQC	10000	1	000211B								
94	141	03	31	00	1568	M17	(Bb4,Jj4,Ll4,bb4,jj4,ll4)	BCQC	10000	1	000211B								
94	141	03	59	00	1568	M17	(Bb4,Jj4,Ll4,bb4,jj4,ll4)	BCQC	10000	1	000211B								
94	141	04	27	00	784	M17	(Bb5,Jj5,Ll5,bb5,jj5,ll5)	BCQC	10000	1	000211B								
94	141	04	50	00	784	NRAO150	(Bb5,Jj5,Ll5,bb5,jj5,ll5)	ACQC	10000	1	000211B								
94	141	05	04	00	1568	W3OH	(Bb5,Jj5,Ll5,bb5,jj5,ll5)	ACQC	10000	1	000211B								
94	141	05	32	00	1568	W3OH	(Bb5,Jj5,Ll5,bb5,jj5,ll5)	ACQC	10000	1	000211B								
94	141	06	00	00	1568	W3OH	(Bb5,Jj5,Ll5,bb5,jj5,ll5)	ACQC	10000	1	000211B								
94	141	06	28	00	1568	W3OH	(Bb6,Jj6,Ll6,bb6,jj6,ll6)	ACQC	10000	1	000211B								
94	141	07	03	00	784	NRAO150	(Bb6,Jj6,Ll6,bb6,jj6,ll6)	ACQC	10000	1	000211B								
94	141	07	20	00	784	W3OH	(Bb6,Jj6,Ll6,bb6,jj6,ll6)	ACQC	10000	1	000211B								
94	141	07	35	00	1568	W3OH	(Bb6,Jj6,Ll6,bb6,jj6,ll6)	ACQC	10000	1	000211B								
94	141	08	03	00	1568	W3OH	(Bb6,Jj6,Ll6,bb6,jj6,ll6)	ACQC	10000	1	000211B								
94	141	08	31	00	1568	W3OH	(Bb7,Jj7,Ll7,bb7,jj7,ll7)	ACQC	10000	1	000211B								
94	141	09	08	00	784	NRAO150	(Bb7,Jj7,Ll7,bb7,jj7,ll7)	ACQC	10000	1	000211B								
94	141	09	24	00	784	W3OH	(Bb7,Jj7,Ll7,bb7,jj7,ll7)	ACQC	10000	1	000211B								
94	141	09	39	00	1568	W3OH	(Bb7,Jj7,Ll7,bb7,jj7,ll7)	ACQC	10000	1	000211B								
94	141	10	07	00	1568	W3OH	(Bb7,Jj7,Ll7,bb7,jj7,ll7)	ACQC	10000	1	000211B</								



141	00	1	N1	bE,J	E,bbf	11E)	1000	0021
94 141 23 09 00 1568 W51	(BbE,JjE,LlE,bbE,jjE,11E)	DCQC	10000	1	000211B			
94 141 23 38 00 1568 ON1	(BbE,JjE,LlE,bbE,jjE,11E)	ECQC	10000	1	000211B			
94 142 00 07 00 1568 W51	(BbE,JjE,LlE,bbE,jjE,11E)	DCQC	10000	1	000211B			
94 142 00 36 00 1568 ON1	(BbF,JjF,LlF,bbF,jjF,11F)	ECQC	10000	1	000211B			
94 142 01 12 00 784 3C454.3	(BbF,JjF,LlF,bbF,jjF,11F)	DCQC	10000	1	000211B			
94 142 01 26 00 784 3C454.3	(BbF,JjF,LlF,bbF,jjF,11F)	ECQC	10000	1	000211B			
94 142 01 42 00 1568 W51	(BbF,JjF,LlF,bbF,jjF,11F)	DCQC	10000	1	000211B			
94 142 02 11 00 1568 ON1	(BbG,JjG,LlG,bbG,jjG,11G)	DCQC	10000	1	000211B			
94 142 02 40 00 1568 W51	(BbG,JjG,LlG,bbG,jjG,11G)	ECQC	10000	1	000211B			
94 142 03 08 00 1568 ON1	(BbG,JjG,LlG,bbG,jjG,11G)	ECQC	10000	1	000211B			
94 142 03 36 00 1568 W51	(BbG,JjG,LlG,bbG,jjG,11G)	DCQC	10000	1	000211B			
94 142 04 04 00 1568 ON1	(BbG,JjG,LlG,bbG,jjG,11G)	ECQC	10000	1	000211B			
94 142 04 33 00 1568 W51	(BbH,JjH,LlH,bbH,jjH,11H)	DCQC	10000	1	000211B			
94 142 05 02 00 1568 ON1	(BbH,JjH,LlH,bbH,jjH,11H)	ECQC	10000	1	000211B			
94 142 05 38 00 784 3C454.3	(BbH,JjH,LlH,bbH,jjH,11H)	DCQC	10000	1	000211B			
94 142 05 53 00 784 3C454.3	(BbH,JjH,LlH,bbH,jjH,11H)	ECQC	10000	1	000211B			
94 142 06 10 00 1568 W51	(BbH,JjH,LlH,bbH,jjH,11H)	DCQC	10000	1	000211B			
94 142 06 38 00 1568 ON1	(BbI,JjI,LlI,bbI,jjI,11I)	ECQC	10000	1	000211B			
94 142 07 07 00 1568 W51	(BbI,JjI,LlI,bbI,jjI,11I)	DCQC	10000	1	000211B			
94 142 07 35 00 1568 ON1	(BbI,JjI,LlI,bbI,jjI,11I)	ECQC	10000	1	000211B			
94 142 08 03 00 1568 W51	(BbI,JjI,LlI,bbI,jjI,11I)	DCQC	10000	1	000211B			
94 142 20 32 00 784 3C345	(Bb+,Jj+,Ll+,bb+,jj+,11+)	GCQC	10000	1	000211B			
94 142 20 47 00 784 3C345	(Bb1,Jj1,Ll1,bb1,jj1,111)	FCQC	10000	1	000211B			
94 142 21 04 00 1568 W75N	(Bb1,Jj1,Ll1,bb1,jj1,111)	FCQC	10000	1	000211B			
94 142 21 31 00 1568 W75N	(Bb1,Jj1,Ll1,bb1,jj1,111)	FCQC	10000	1	000211B			
94 142 21 58 00 1568 W75N	(Bb2,Jj2,Ll2,bb2,jj2,112)	FCQC	10000	1	000211B			
94 142 22 25 00 1568 W75N	(Bb2,Jj2,Ll2,bb2,jj2,112)	FCQC	10000	1	000211B			
94 142 22 52 00 1568 W75N	(Bb2,Jj2,Ll2,bb2,jj2,112)	GCQC	10000	1	000211B			
94 142 23 22 00 1568 N7538	(Bb2,Jj2,Ll2,bb2,jj2,112)	FCQC	10000	1	000211B			
94 142 23 51 00 1568 W75N	(Bb3,Jj3,Ll3,bb3,jj3,113)	GCQC	10000	1	000211B			
94 143 00 20 00 1568 N7538	(Bb3,Jj3,Ll3,bb3,jj3,113)	FCQC	10000	1	000211B			
94 143 00 49 00 1568 W75N	(Bb3,Jj3,Ll3,bb3,jj3,113)	GCQC	10000	1	000211B			
94 143 01 25 00 784 NRAO150	(Bb3,Jj3,Ll3,bb3,jj3,113)	FCQC	10000	1	000211B			
94 143 01 40 00 784 NRAO150	(Bb3,Jj3,Ll3,bb3,jj3,113)	GCQC	10000	1	000211B			
94 143 02 08 00 1568 N7538	(Bb4,Jj4,Ll4,bb4,jj4,114)	FCQC	10000	1	000211B			
94 143 02 38 00 1568 W75N	(Bb4,Jj4,Ll4,bb4,jj4,114)	GCQC	10000	1	000211B			
94 143 03 07 00 1568 N7538	(Bb4,Jj4,Ll4,bb4,jj4,114)	GCQC	10000	1	000211B			
94 143 03 35 00 1568 N7538	(Bb4,Jj4,Ll4,bb4,jj4,114)	GCQC	10000	1	000211B			
94 143 04 03 00 1568 N7538	(Bb5,Jj5,Ll5,bb5,jj5,115)	GCQC	10000	1	000211B			
94 143 04 31 00 1568 N7538	(Bb5,Jj5,Ll5,bb5,jj5,115)	FCQC	10000	1	000211B			
94 143 05 04 00 1568 W75N	(Bb5,Jj5,Ll5,bb5,jj5,115)	FCQC	10000	1	000211B			
94 143 05 32 00 1568 W75N	(Bb5,Jj5,Ll5,bb5,jj5,115)	FCQC	10000	1	000211B			
94 143 06 00 00 1568 W75N	(Bb5,Jj5,Ll5,bb5,jj5,115)	FCQC	10000	1	000211B			
94 143 06 32 00 784 3C454.3	(Bb6,Jj6,Ll6,bb6,jj6,116)	GCQC	10000	1	000211B			
94 143 06 46 00 784 3C454.3	(Bb6,Jj6,Ll6,bb6,jj6,116)	FCQC	10000	1	000211B			
94 143 07 05 00 1568 N7538	(Bb6,Jj6,Ll6,bb6,jj6,116)	GCQC	10000	1	000211B			
94 143 07 34 00 1568 W75N	(Bb6,Jj6,Ll6,bb6,jj6,116)	FCQC	10000	1	000211B			
94 143 08 03 00 1568 N7538	(Bb7,Jj7,Ll7,bb7,jj7,117)	GCQC	10000	1	000211B			
94 143 08 33 00 1568 W75N	(Bb7,Jj7,Ll7,bb7,jj7,117)	GCQC	10000	1	000211B			
94 143 09 02 00 1568 N7538	(Bb7,Jj7,Ll7,bb7,jj7,117)	FCQC	10000	1	000211B			
94 143 09 31 00 1568 W75N	(Bb7,Jj7,Ll7,bb7,jj7,117)	FCQC	10000	1	000211B			
94 143 10 00 00 1568 N7538	(Bb7,Jj7,Ll7,bb7,jj7,117)	GCQC	10000	1	000211B			

```

$SOURCE
0355+508 NRAO150 03 59 29.74733 +50 57 50.1630 2000.0
1641+399 3C345 16 42 58.80967 +39 48 36.9957 2000.0
1730-130 NRAO530 17 33 2.70566 -13 04 49.5442 2000.0
2121+053 $ 21 23 44.51727 +05 35 22.0971 2000.0
2251+158 3C454.3 22 53 57.74786 +16 08 53.5655 2000.0
0223+616 W3OH 02 27 03.797 +61 52 24.987 2000.0
1817-162 M17 18 20 24.75 -16 11 34.94 2000.0
2008+314 ON1 20 10 09.04 31 31 36.32 2000.0
1921+144 W51 19 23 43.97 14 30 30.26 2000.0
2311+612 N7538 23 13 45.33 61 28 10.22 2000.0
2036+425 W75N 20 38 36.94 42 37 34.46 2000.0

```

\*  
\$ESPIN

DD	UTC	YH	sec	arcsec	arcsec
94 140	-0.1426	0.190	0.292		
94 141	-0.1454	0.190	0.290		
94 142	-0.1481	0.189	0.287		
94 143	-0.1508	0.189	0.285		

```

$CONFIG
C1 0,ALL
C2 0,ALL
C3 0,ALL
C4 0,ALL
F1 0,9,-52:8:14
F2 0,9,-104:8:28
F3 0,10,-104:8:28
XC 0,L1:L1:A,108:-8:28
XD 0,R1:R1:A,108:-8:28
XC 0,L2:L2:B,108:-8:28
XD 0,R2:R2:B,108:-8:28
XA 0,L1:L1:A,108:-8:14
XB 0,R1:R1:A,108:-8:14
XA 0,L2:L2:B,108:-8:14
XB 0,R2:R2:B,108:-8:14
*
$TAPE
*
* P A R A L L E L M O D E
* wide tracks
**1 RG,720,0,2,2
1 RP,PAR,3,3
1 RP,LIN,A,PAR,G1,G2,G3,G4,13,14
*
**2 RG,720,0,2,2
2 RP,PAR,4,4
2 RP,LIN,A,PAR,G2,G2,G4,G4,14,14
*
**f RG,721,0,2,2
f RP,PAR,3,3
f RP,LIN,A,PAR,G1,G2,G3,G4,13,14
*
**r RG,721,0,2,2
r RP,PAR,4,4
r RP,LIN,A,PAR,G2,G2,G4,G4,14,14
*
* narrow tracks
**m RG,721,0,2,2
m RP,LIN,B,PAR,G1,G1,G3,G3,13,13
*
**n RG,721,0,2,2
n RP,LIN,B,PAR,G1,G1,G3,G3,13,13
*
* C O M M O N M O D E
* wide tracks
**F RG,720,0,2,2
F RP,COM,9,9,9,9
F RP,LIN,A,COM,9,9,9,9
*
**G RG,721,0,2,2
G RP,COM,9,9,9,9
G RP,LIN,A,COM,9,9,9,9
*
**H RG,720,0,2,2
H RP,COM,10,10,10,10
H RP,LIN,A,COM,10,10,10,10
*
**I RG,721,0,2,2
I RP,COM,10,10,10,10
I RP,LIN,A,COM,10,10,10,10

```



\* narrow tracks

\*\*M RG,721,0,2,2

M RP,LIN,B,COM,9,9,9,9

\*

\*\*N RG,721,0,2,2

N RP,LIN,B,COM,9,9,9,9

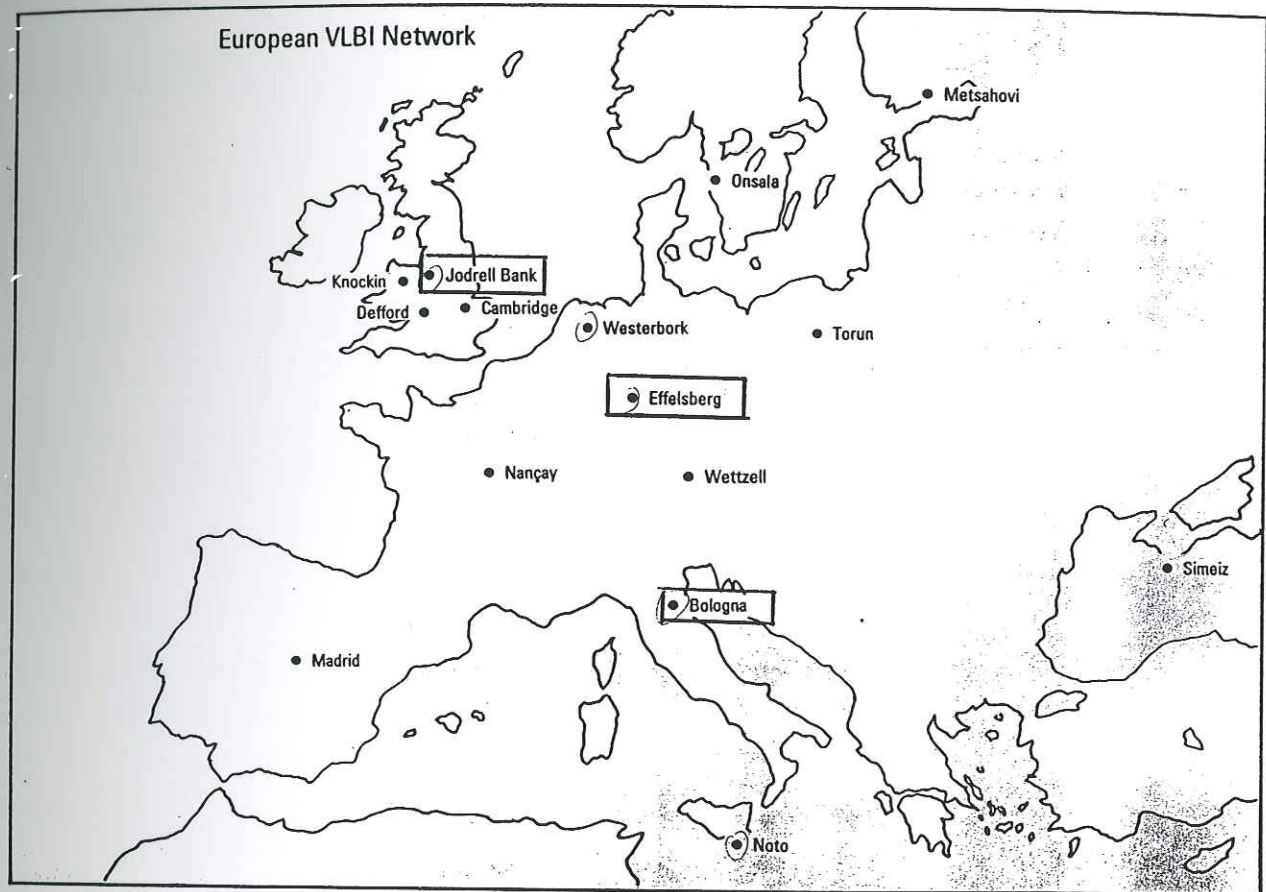
\*

\$STATUS

\*<HOLD/RELEASE> <stations/ALL> <time1/ALL> [<time2>]

\*

\*Initials and date



*Observatories of the European VLBI Network.*

Figure 39: Localisation des antennes de l'EVN





## Annexe B

### Cartes VLBI

J'ai regroupé dans cette annexe les différentes cartes par canal de vitesse qui ont pu être extraites de nos données. On voit très bien un certain nombre des masers apparaître sur plusieurs canaux contigus. Le niveau du premier contour a été pris à 0.5 Jy/lobe. Ce qui pour de nombreux canaux ne permet pas de distinguer les premiers contours négatifs. Le rms dans ces cartes est typiquement de  $1\sigma=0.1$  Jy. Nous nous sommes fixés comme seuil de détection  $5\sigma$ . Les zones présentées s'étendent sur près de 2 arc seconde. Ci-dessous on pourra trouver un schéma (figure (40)) de la position de chacune des fenêtres de nettoyage. Pour chaque fenêtre nous donnons les cartes extraites sur la partie centrale du spectre soit 61 canaux sur 112. Les zones pratiquement noircies sont causées par la présence de un ou plusieurs masers relativement intense. Pour nettoyer proprement ces canaux il faut les traiter séparément.



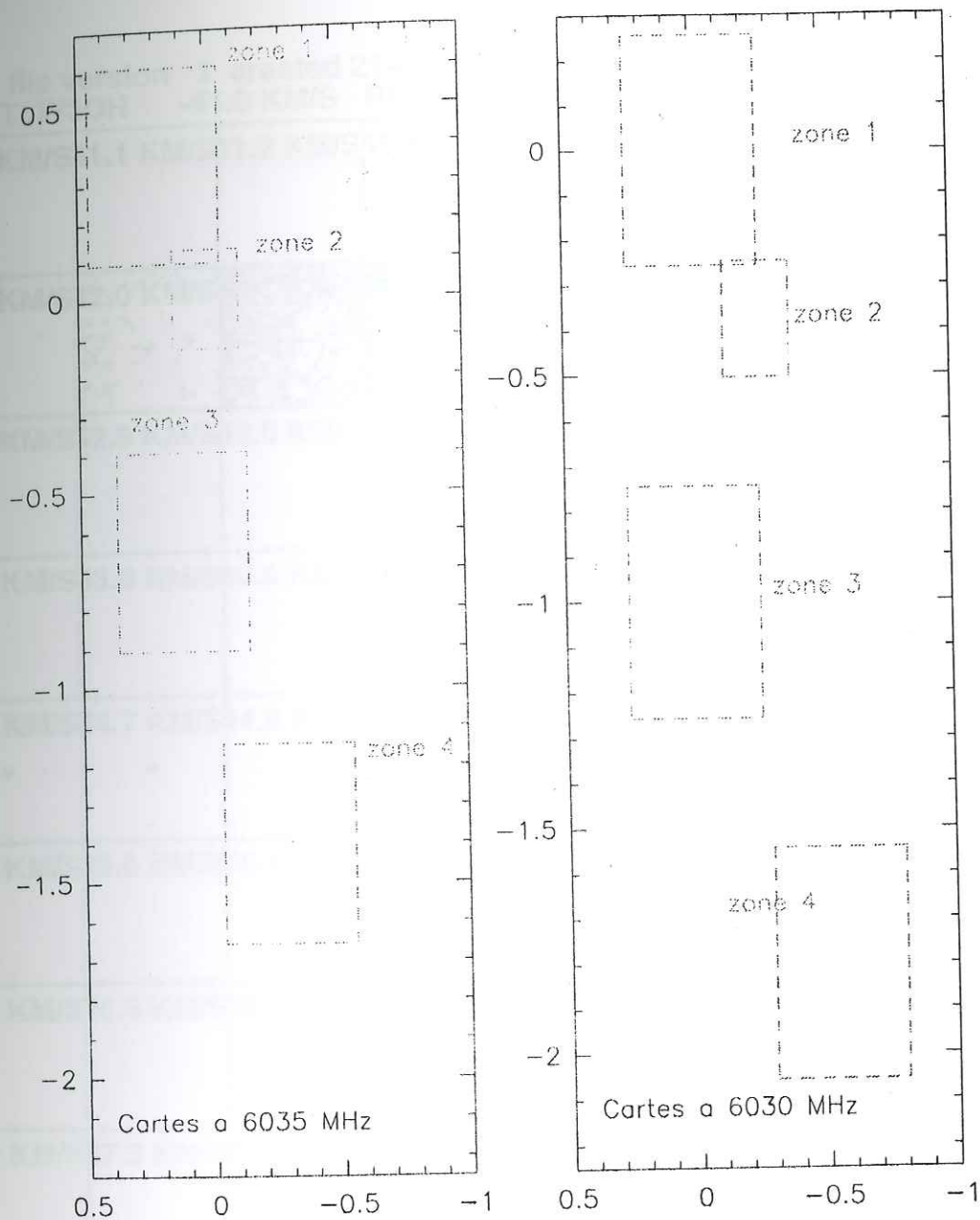
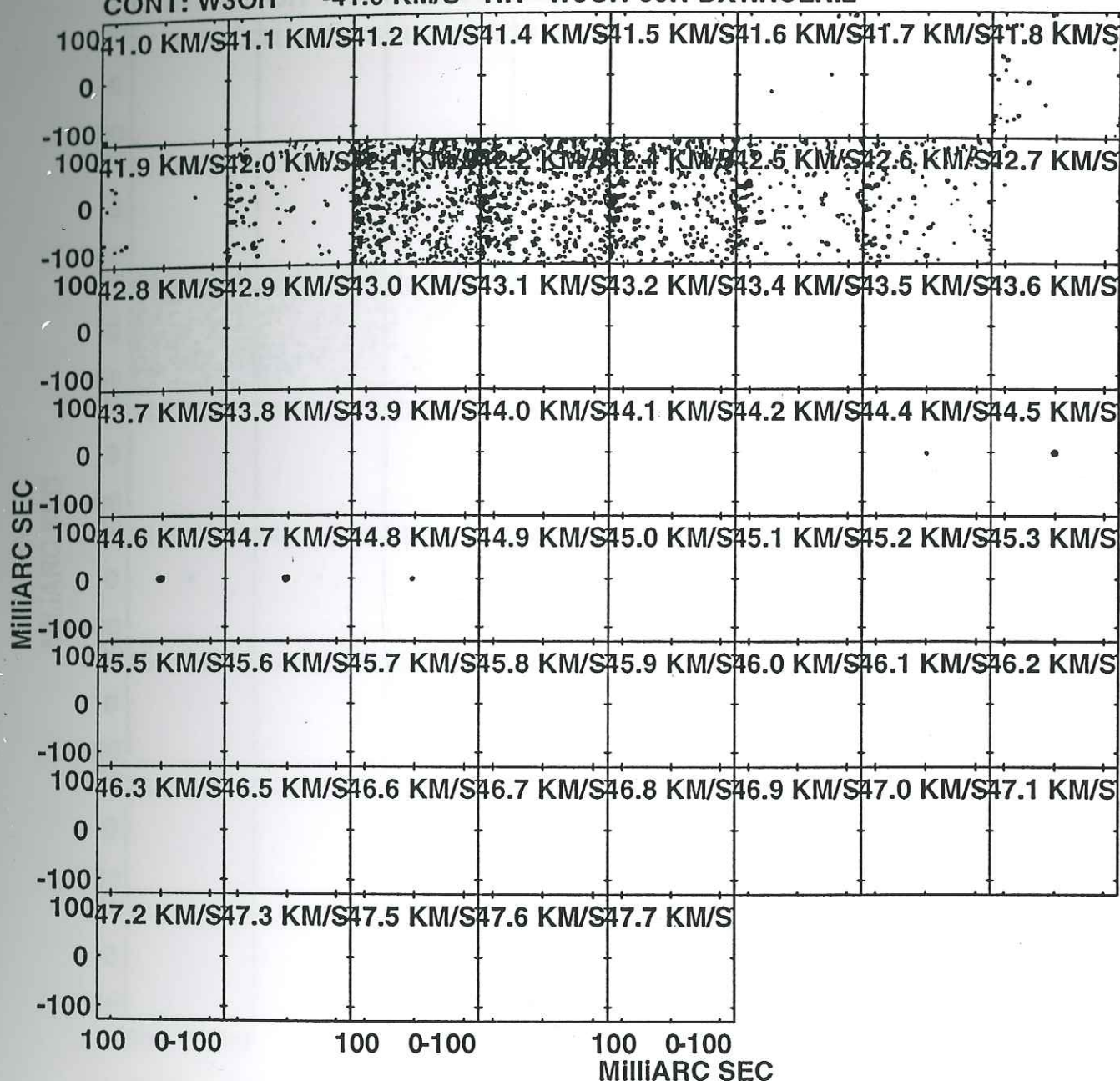


Figure 40: Cette figure permet de donner une vue d'ensemble des différentes zones qui ont été nettoyé. A droite ceux sont les emplacements des zones de nettoyage à 6035 MHz et à gauche celles à 6030 MHz. Les cartes de ces zones sont présentés dans les pages suivantes.

PLot file version 1 created 21-OCT-1996 10:37:51  
 CONT: W3OH -41.0 KM/S RR W3OH-35R-BX1.RCLN.2



Center at RA 02 27 03.79700 DEC 61 52 24.9870

Cont peak flux = 4.9677E+00 JY/BEAM

Levs = 5.0000E-01 \* ( -10.0, -9.00, -8.00,  
 -7.00, -6.00, -5.00, -4.00, -3.00, -2.00,  
 -1.00, 1.000, 2.000, 3.000, 4.000, 5.000,  
 6.000, 7.000, 8.000, 9.000, 10.00)

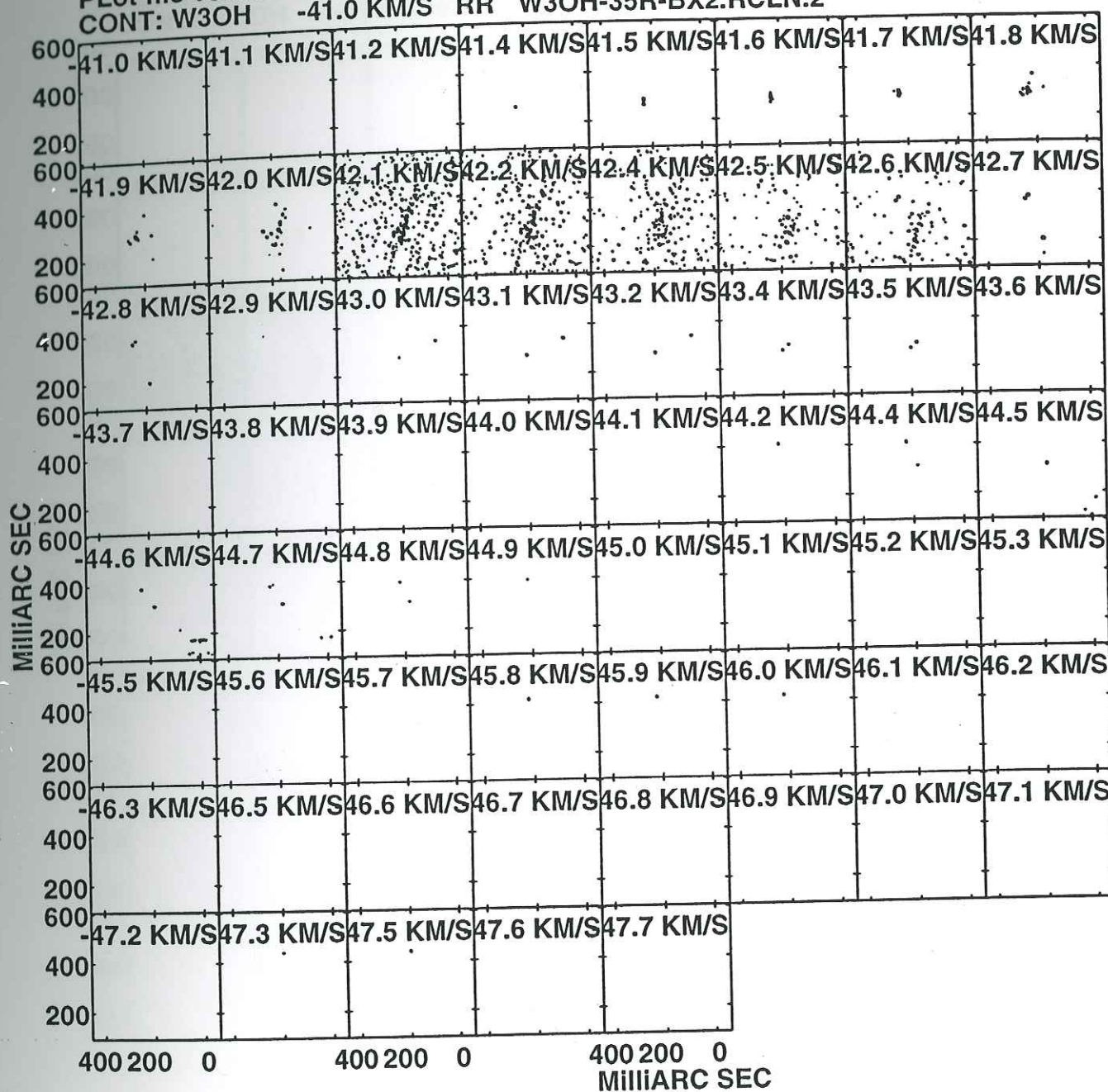
Figure 41: Carte de la zone 1 en 6035 droit



Cont peak flux = 6.4156E+00 JY/BEAM  
Levs = 5.0000E-01 \* ( -10.0, -9.00, -8.00,  
-7.00, -6.00, -5.00, -4.00, -3.00, -2.00,  
-1.00, 1.000, 2.000, 3.000, 4.000, 5.000,  
6.000, 7.000, 8.000, 9.000, 10.00)

Figure 42: Carte de la zone 1 en 6035 gauche

PLot file version 1 created 21-OCT-1996 10:40:48  
 CONT: W3OH -41.0 KM/S RR W3OH-35R-BX2.RCLN.2



Center at RA 02 27 03.79700 DEC 61 52 24.9870

Cont peak flux = 3.1754E+01 JY/BEAM

Levs = 5.0000E-01 \* ( -10.0, -9.00, -8.00,  
 -7.00, -6.00, -5.00, -4.00, -3.00, -2.00,  
 -1.00, 1.000, 2.000, 3.000, 4.000, 5.000,  
 6.000, 7.000, 8.000, 9.000, 10.00)

Figure 43: Carte de la zone 2 en 6035 droit



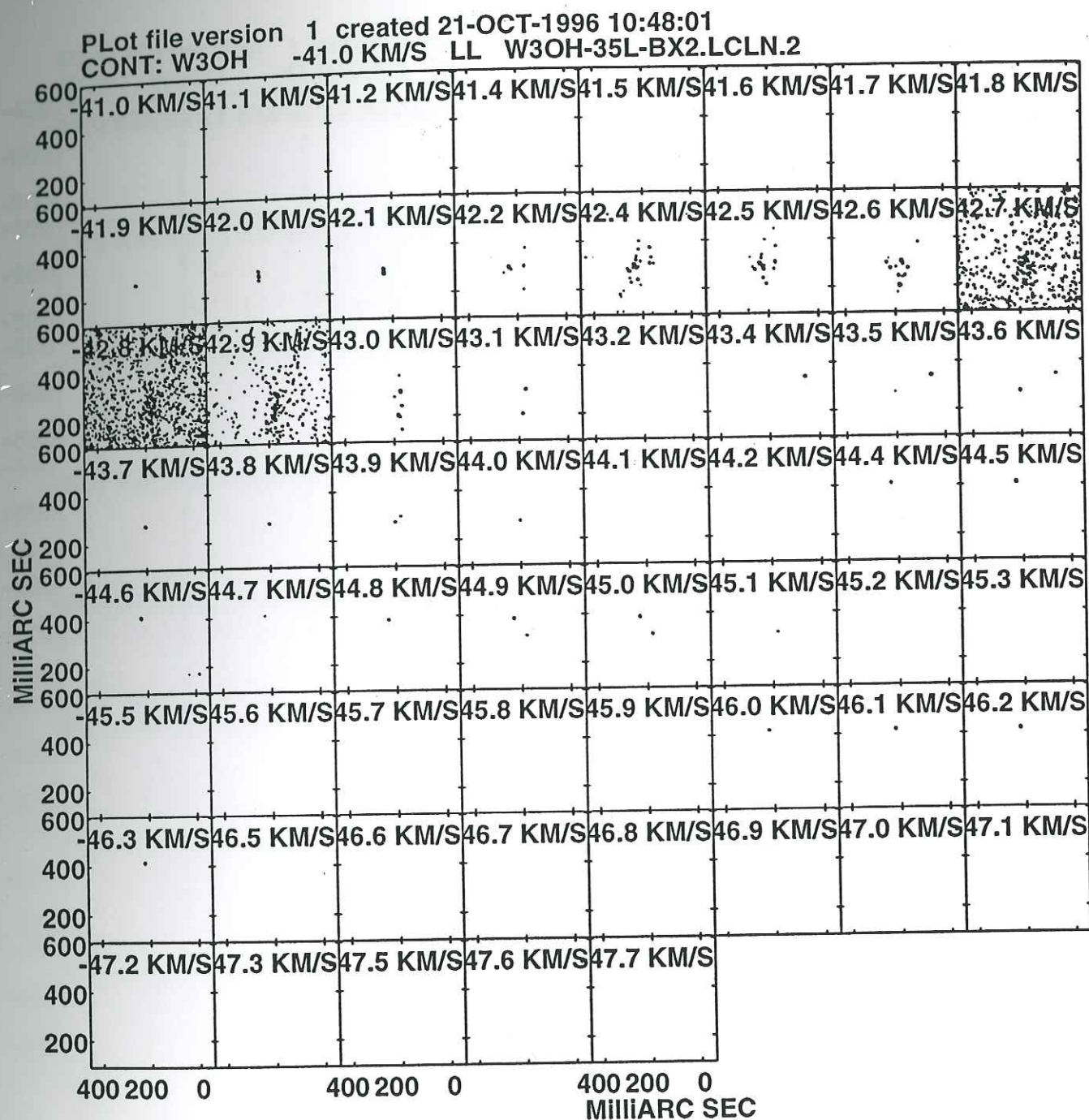
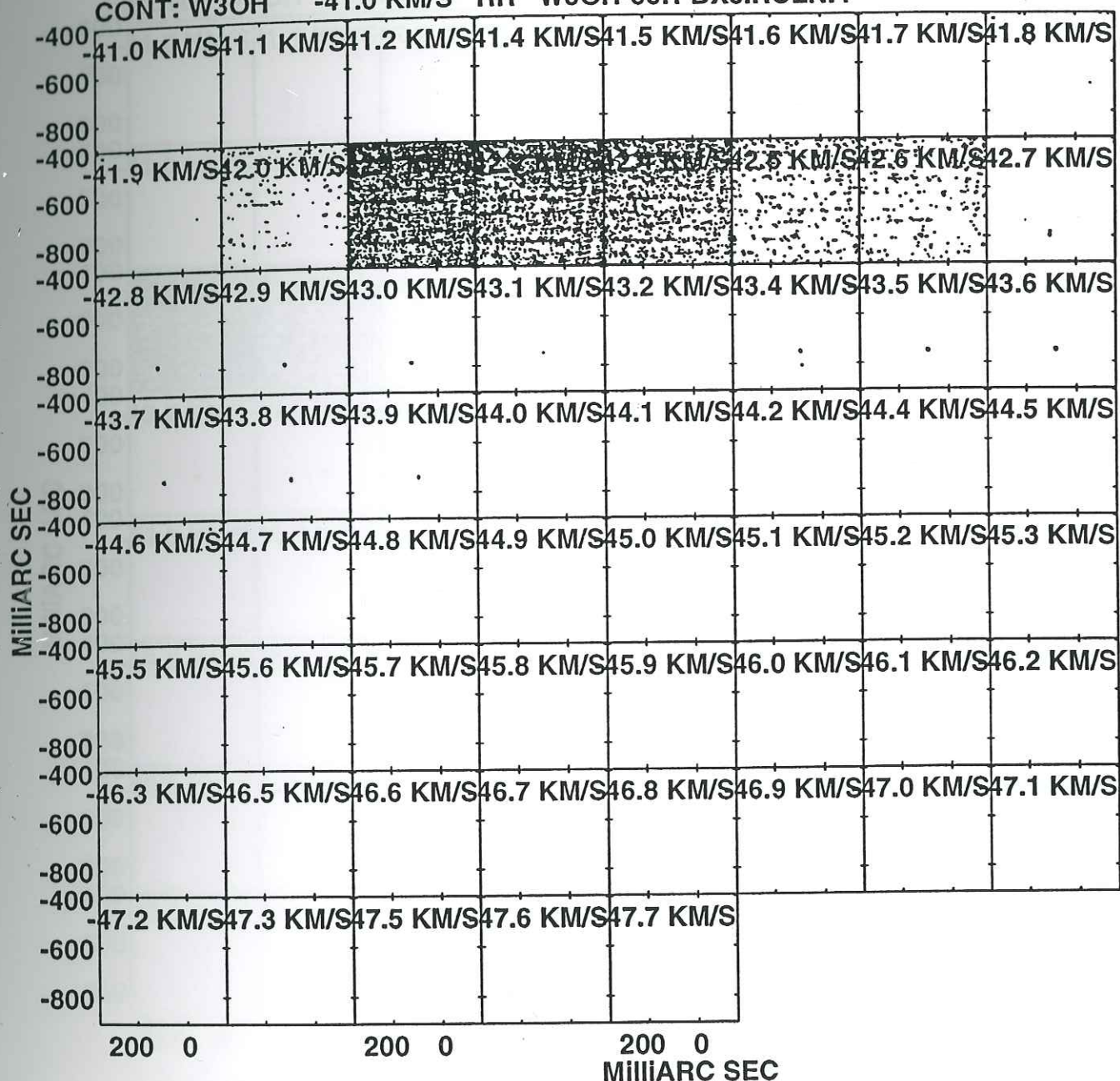


Figure 44: Carte de la zone 2 en 6035 gauche

PLot file version 1 created 21-OCT-1996 15:03:15  
 CONT: W3OH -41.0 KM/S RR W3OH-35R-BX3.RCLN.4



Center at RA 02 27 03.79700 DEC 61 52 24.9870

Cont peak flux = 8.5874E+00 JY/BEAM

Levs = 5.0000E-01 \* ( -10.0, -9.00, -8.00,  
 -7.00, -6.00, -5.00, -4.00, -3.00, -2.00,  
 -1.00, 1.000, 2.000, 3.000, 4.000, 5.000,  
 6.000, 7.000, 8.000, 9.000, 10.00)

Figure 45: Carte de la zone 3 en 6035 droit



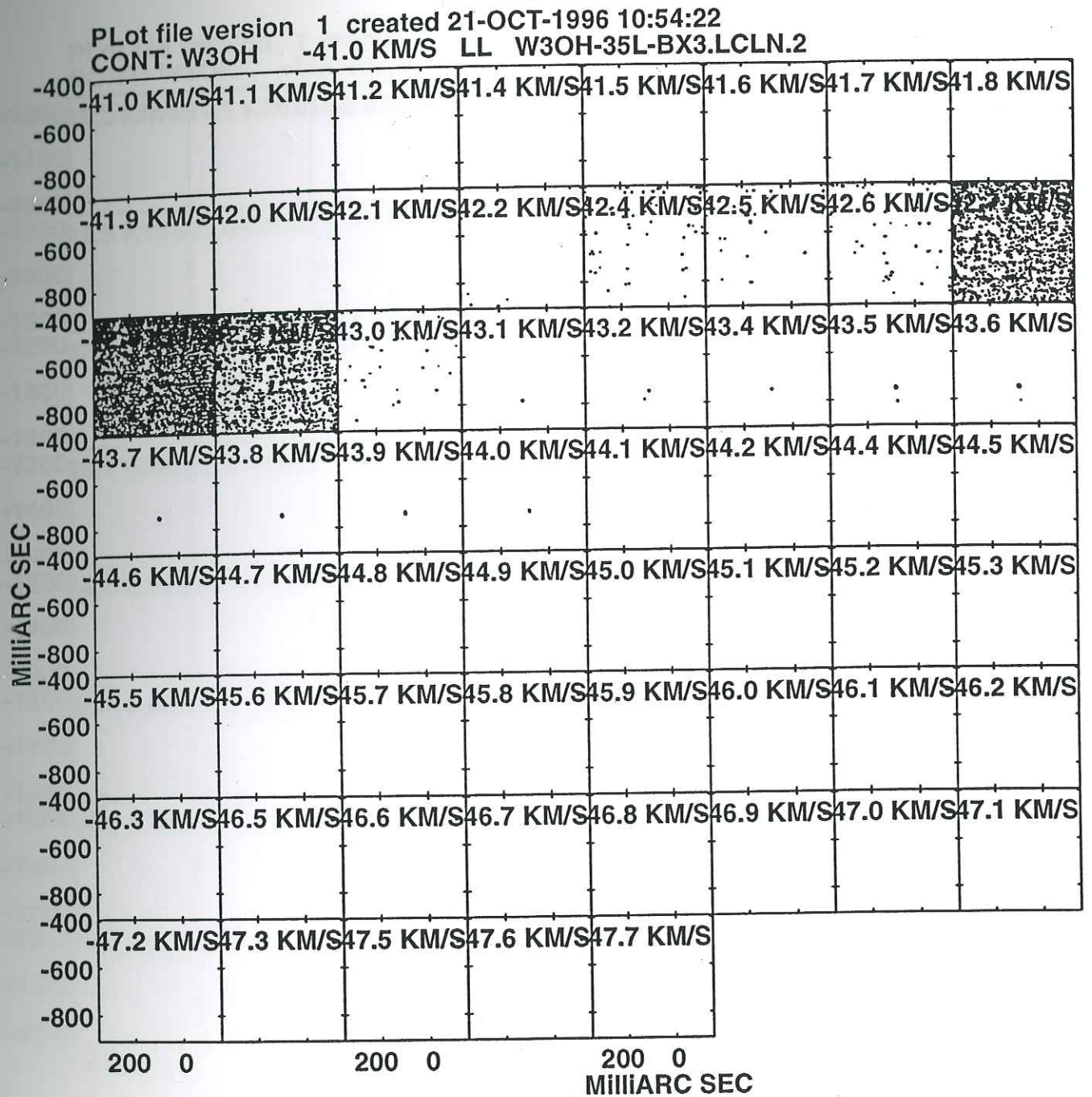
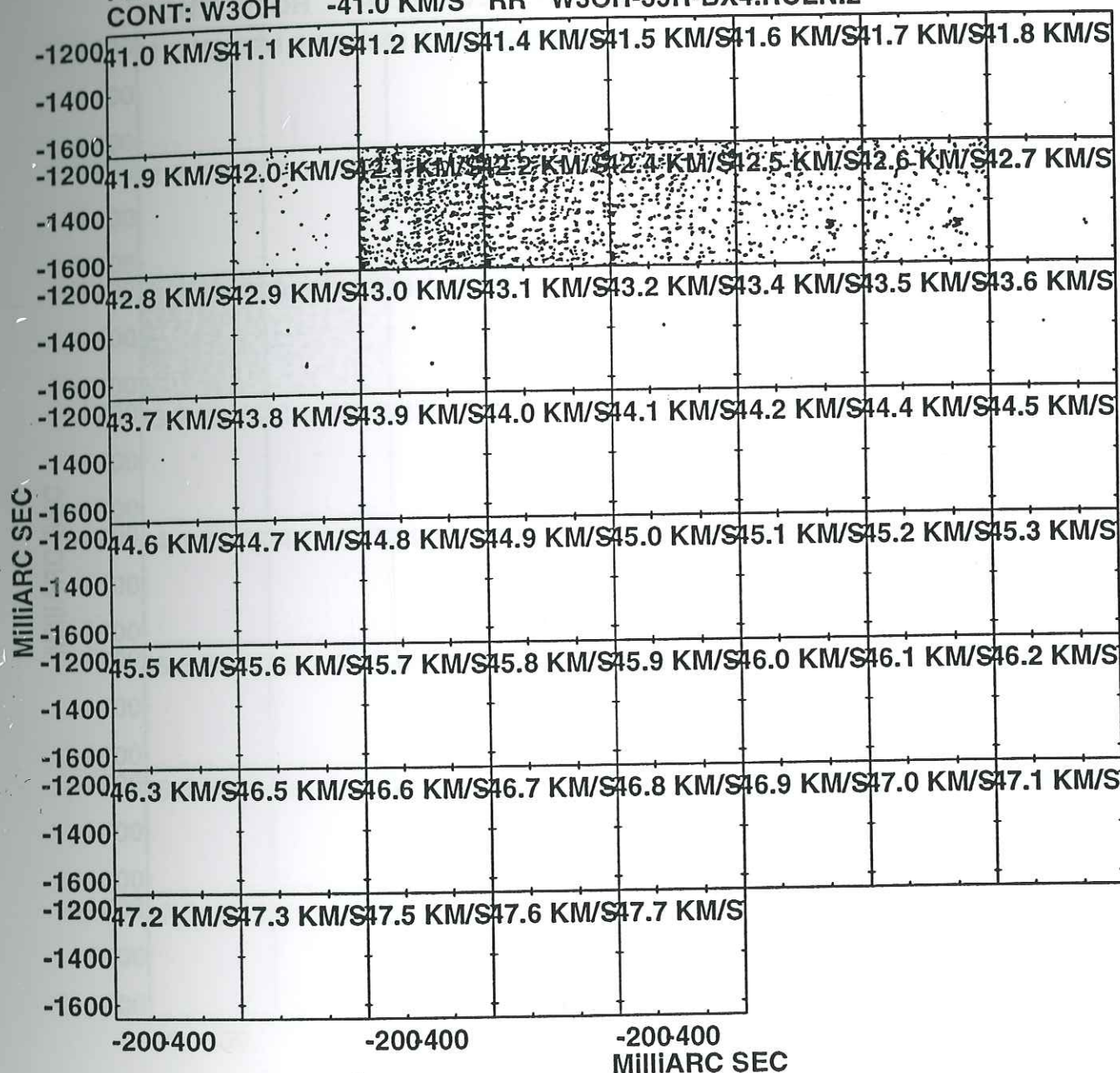


Figure 46: Carte de la zone 3 en 6035 gauche

PLot file version 1 created 21-OCT-1996 11:01:03  
 CONT: W3OH -41.0 KM/S RR W3OH-35R-BX4.RCLN.2



Center at RA 02 27 03.79700 DEC 61 52 24.9870

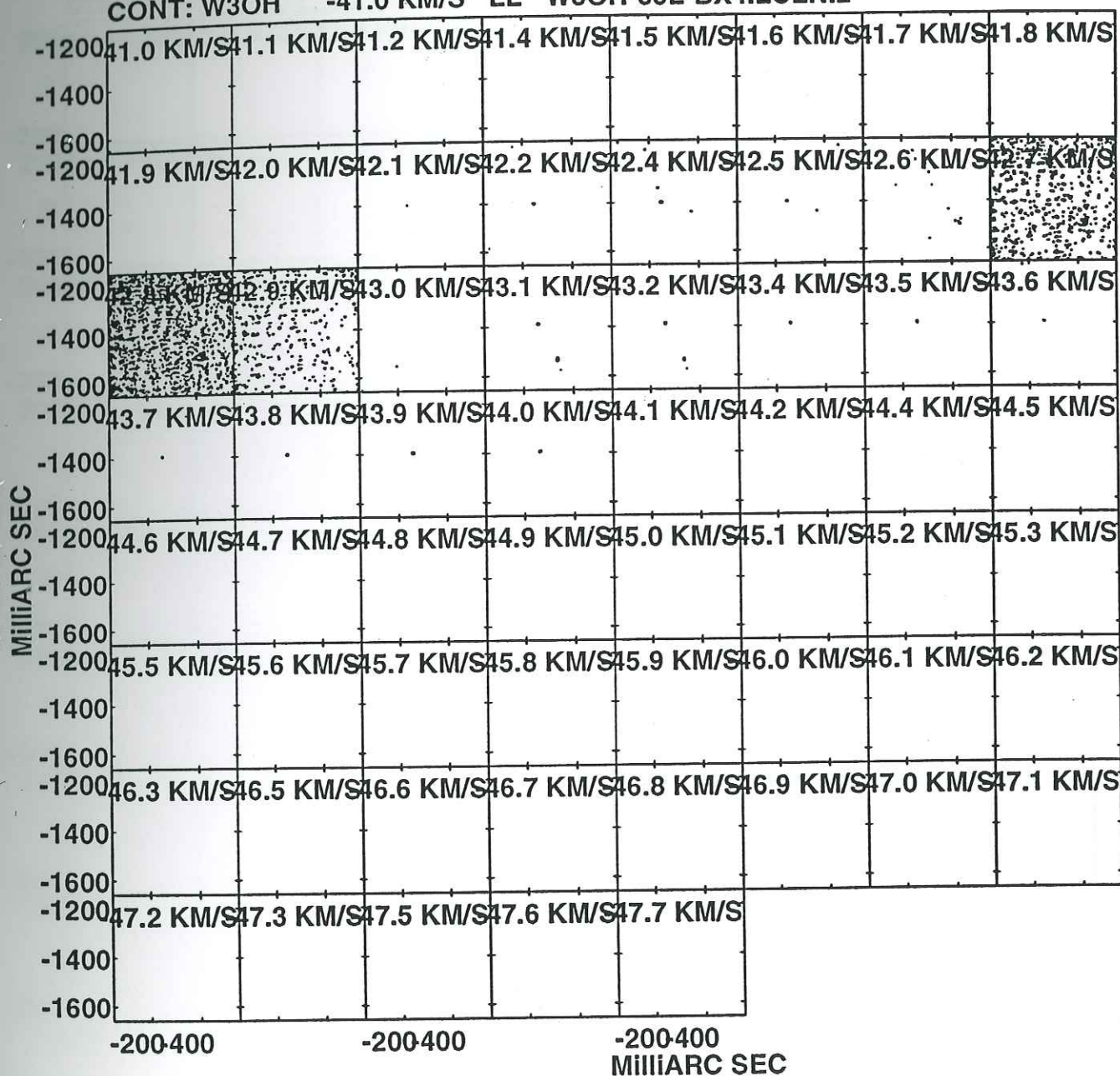
Cont peak flux = 3.8487E+00 JY/BEAM

Levs = 5.0000E-01 \* ( -10.0, -9.00, -8.00,  
 -7.00, -6.00, -5.00, -4.00, -3.00, -2.00,  
 -1.00, 1.000, 2.000, 3.000, 4.000, 5.000,  
 6.000, 7.000, 8.000, 9.000, 10.00)

Figure 47: Carte de la zone 4 en 6035 droit



PLot file version 1 created 21-OCT-1996 11:07:36  
 CONT: W3OH -41.0 KM/S LL W3OH-35L-BX4.LCLN.2



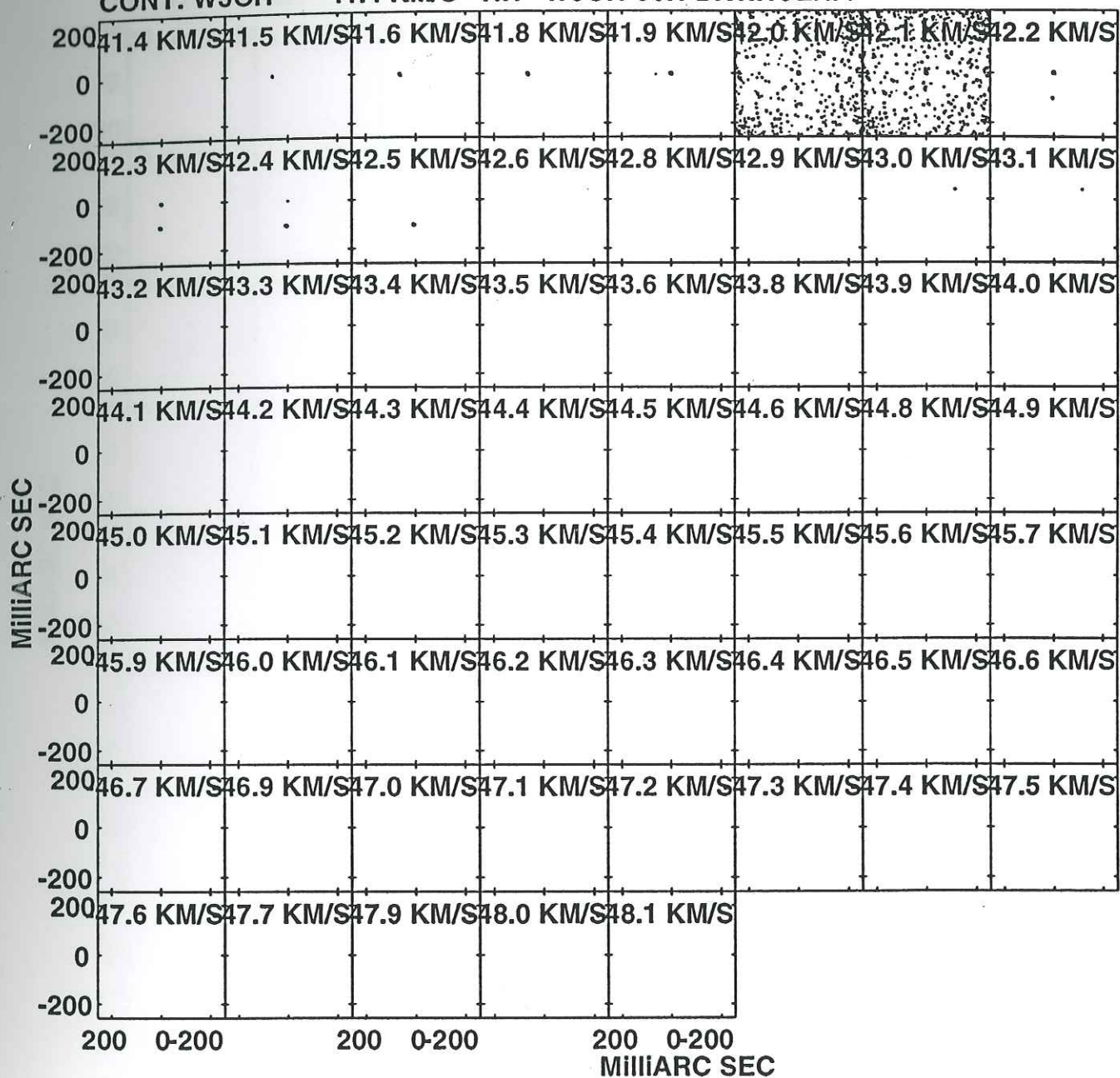
Center at RA 02 27 03.79700 DEC 61 52 24.9870

Cont peak flux = 4.0393E+00 JY/BEAM

Levs = 5.0000E-01 \* ( -10.0, -9.00, -8.00,  
 -7.00, -6.00, -5.00, -4.00, -3.00, -2.00,  
 -1.00, 1.000, 2.000, 3.000, 4.000, 5.000,  
 6.000, 7.000, 8.000, 9.000, 10.00)

Figure 48: Carte de la zone 4 en 6035 gauche

PLot file version 1 created 22-OCT-1996 19:24:22  
 CONT: W3OH -41.4 KM/S RR W3OH-30R-BX1.RCLN.4



Center at RA 02 27 03.79700 DEC 61 52 24.9870

Cont peak flux = 3.5696E+01 JY/BEAM

Levs = 5.0000E-01 \* ( -10.0, -9.00, -8.00,  
 -7.00, -6.00, -5.00, -4.00, -3.00, -2.00,  
 -1.00, 1.000, 2.000, 3.000, 4.000, 5.000,  
 6.000, 7.000, 8.000, 9.000, 10.00)

Figure 49: Carte de la zone 1 en 6030 droit



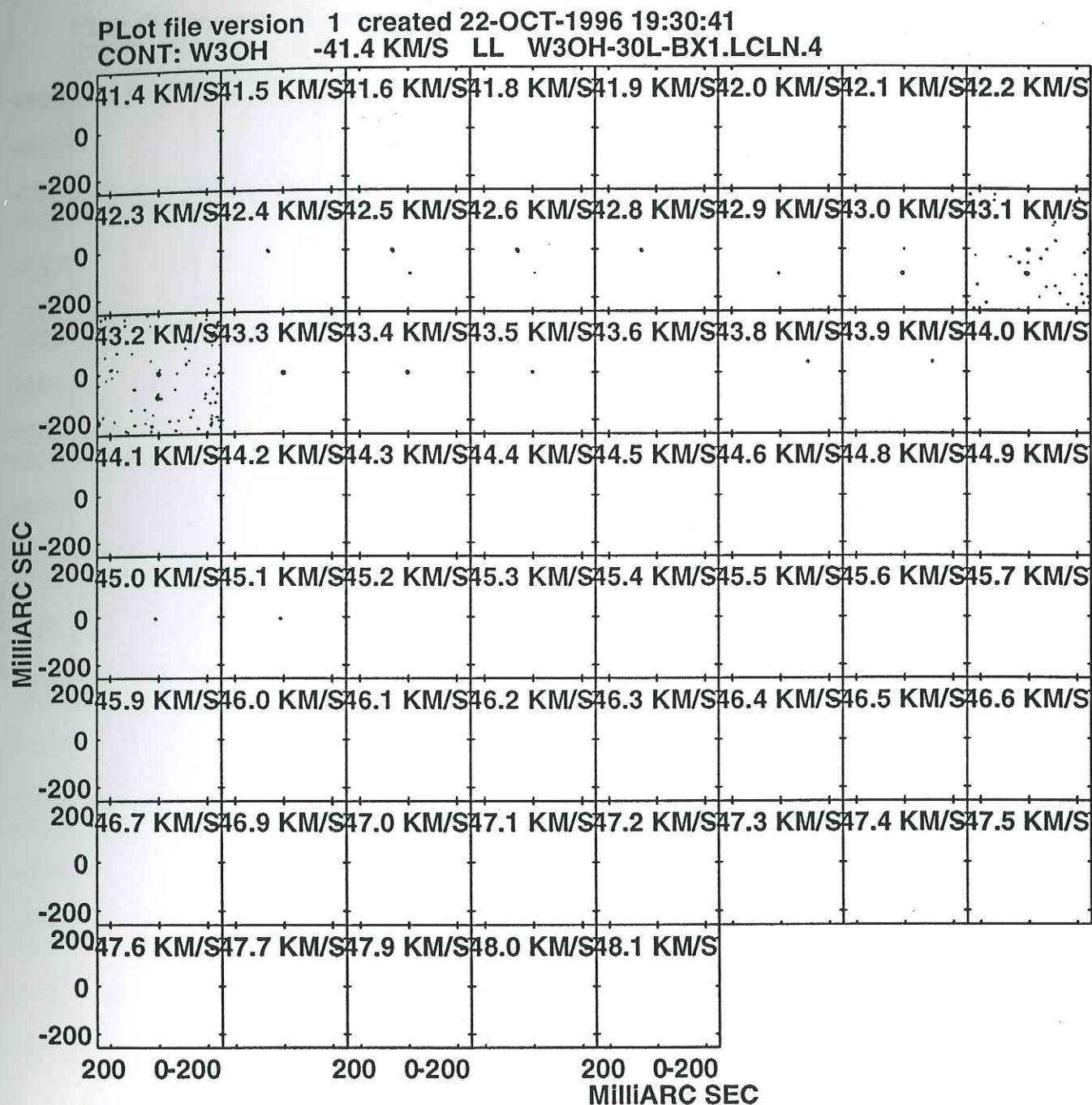
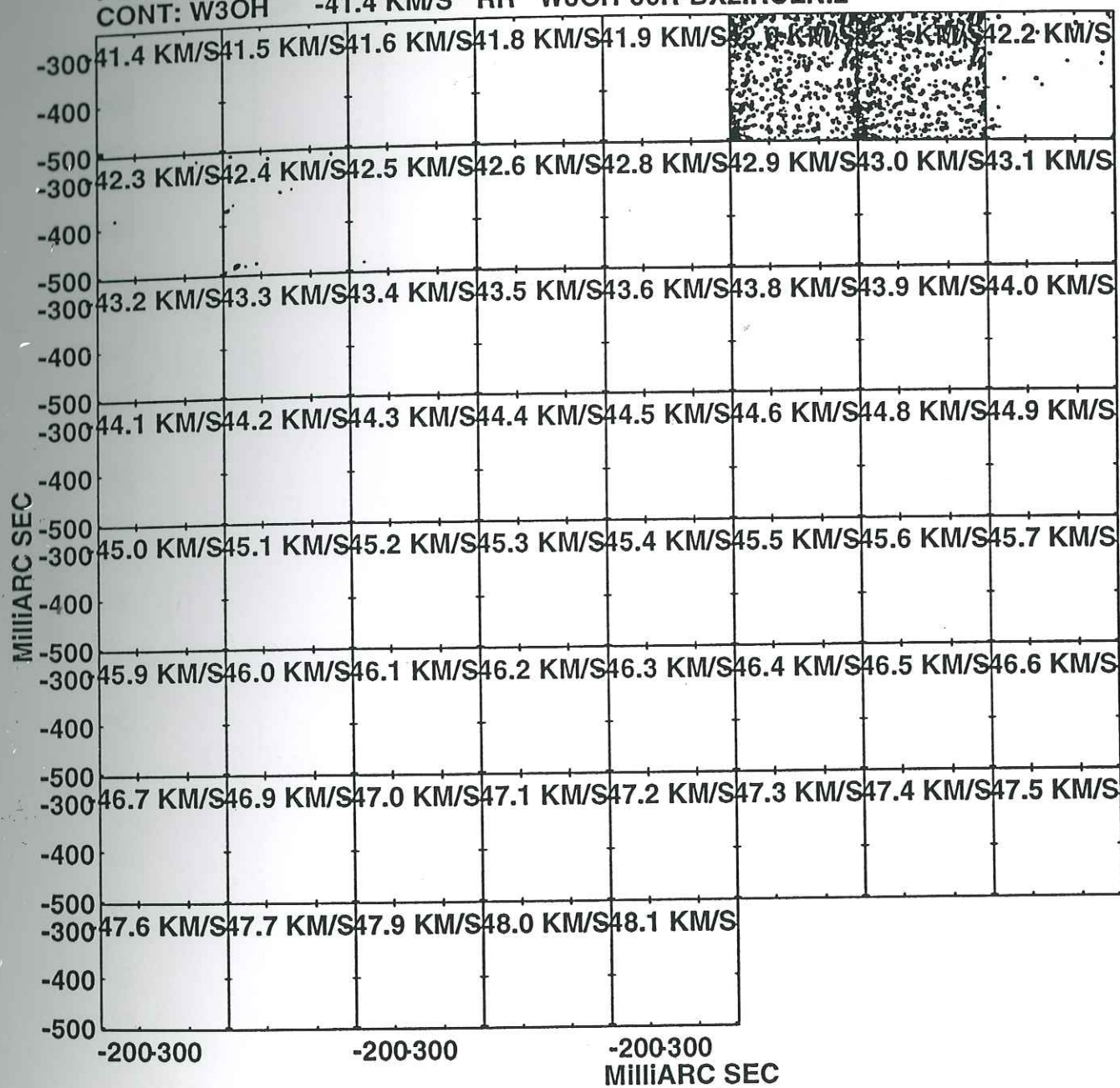


Figure 50: Carte de la zone 1 en 6030 gauche

PLot file version 1 created 21-OCT-1996 11:26:43  
 CONT: W3OH -41.4 KM/S RR W3OH-30R-BX2.RCLN.2



Center at RA 02 27 03.79700 DEC 61 52 24.9870  
 Cont peak flux = 4.3485E+00 JY/BEAM  
 Levs = 5.0000E-01 \* ( -10.0, -9.00, -8.00,  
 -7.00, -6.00, -5.00, -4.00, -3.00, -2.00,  
 -1.00, 1.000, 2.000, 3.000, 4.000, 5.000,  
 6.000, 7.000, 8.000, 9.000, 10.00)

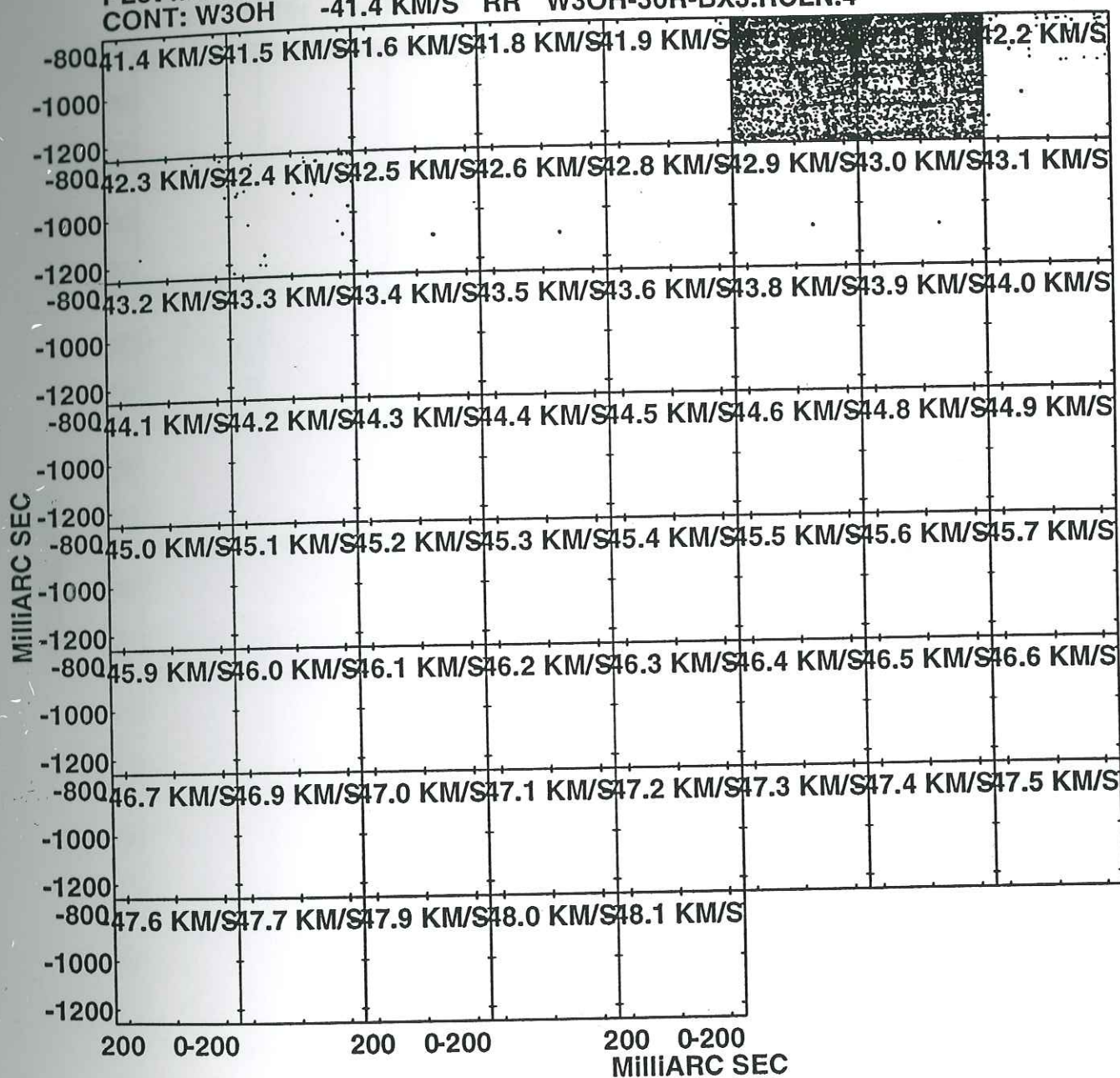
Figure 51: Carte de la zone 2 en 6030 droit



Cont peak flux = 2.7870E+00 JY/BEAM  
Levs = 5.0000E-01 \* ( -10.0, -9.00, -8.00,  
-7.00, -6.00, -5.00, -4.00, -3.00, -2.00,  
-1.00, 1.000, 2.000, 3.000, 4.000, 5.000,  
6.000, 7.000, 8.000, 9.000, 10.00)

Figure 52: Carte de la zone 2 en 6030 gauche

PLot file version 3 created 11-NOV-1996 17:58:43  
 CONT: W3OH -41.4 KM/S RR W3OH-30R-BX3.RCLN.4



Center at RA 02 27 03.79700 DEC 61 52 24.9870

Cont peak flux = -3.5291E+00 JY/BEAM

Levs = 5.0000E-01 \* ( -10.0, -9.00, -8.00,  
 -7.00, -6.00, -5.00, -4.00, -3.00, -2.00,  
 -1.00, 1.000, 2.000, 3.000, 4.000, 5.000,  
 6.000, 7.000, 8.000, 9.000, 10.00)

Figure 53: Carte de la zone 3 en 6030 droit



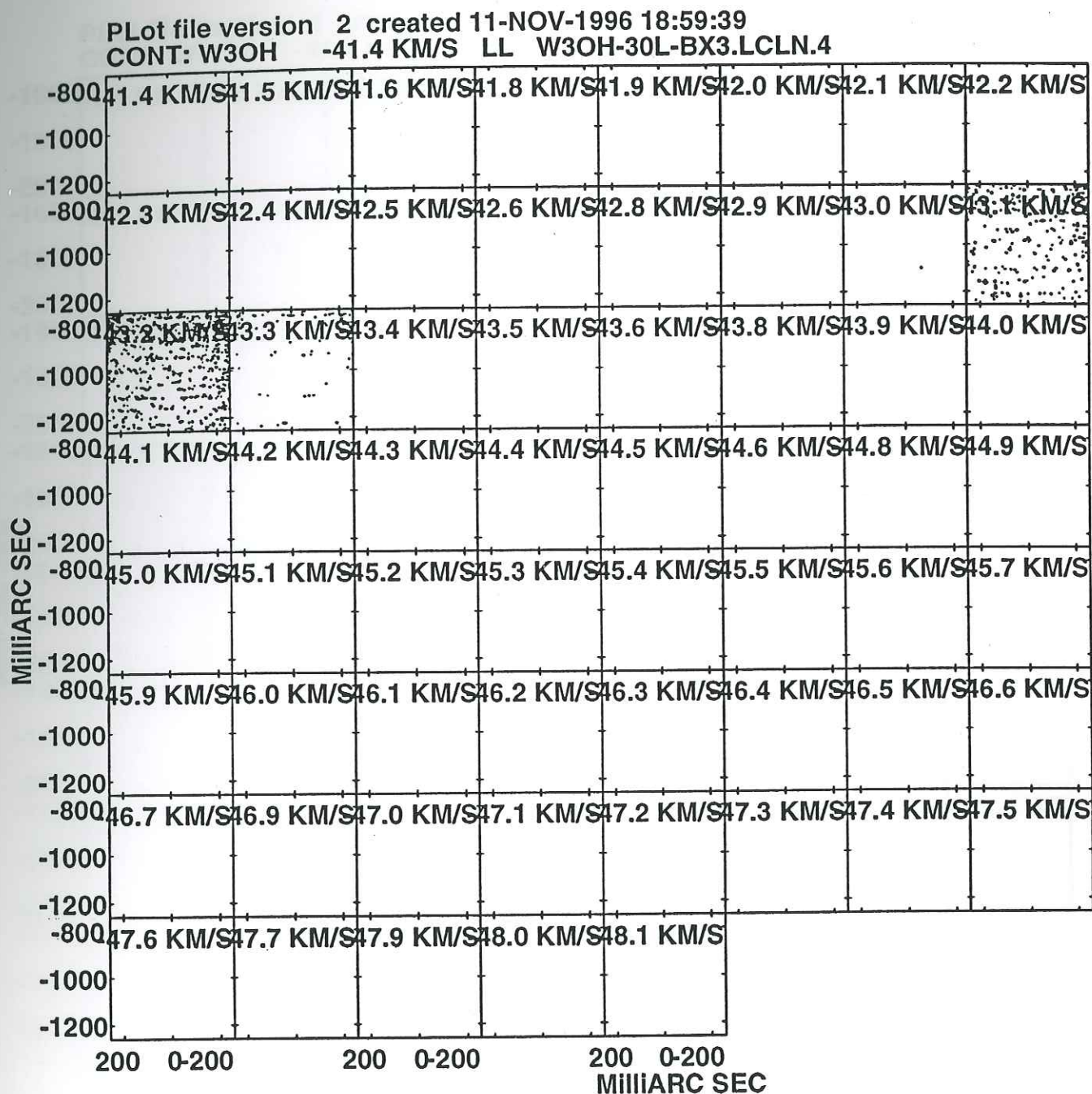
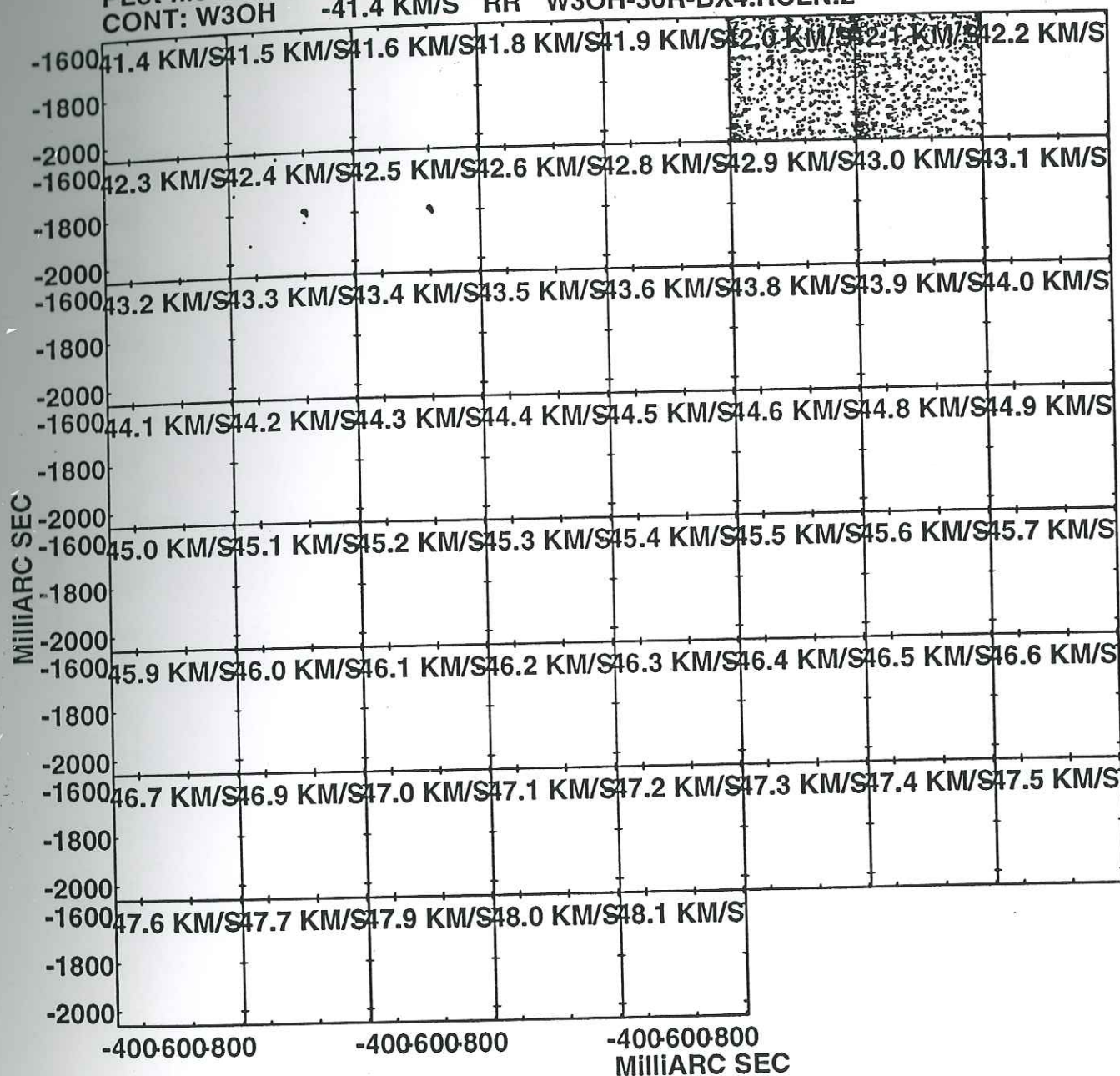


Figure 54: Carte de la zone 3 en 6030 gauche

PLot file version 1 created 21-OCT-1996 13:51:33  
 CONT: W3OH -41.4 KM/S RR W3OH-30R-BX4.RCLN.2



Center at RA 02 27 03.79700 DEC 61 52 24.9870

Cont peak flux = 2.6916E+00 JY/BEAM

Levs = 5.0000E-01 \* ( -10.0, -9.00, -8.00,  
 -7.00, -6.00, -5.00, -4.00, -3.00, -2.00,  
 -1.00, 1.000, 2.000, 3.000, 4.000, 5.000,  
 6.000, 7.000, 8.000, 9.000, 10.00)

Figure 55: Carte de la zone 4 en 6030 droit



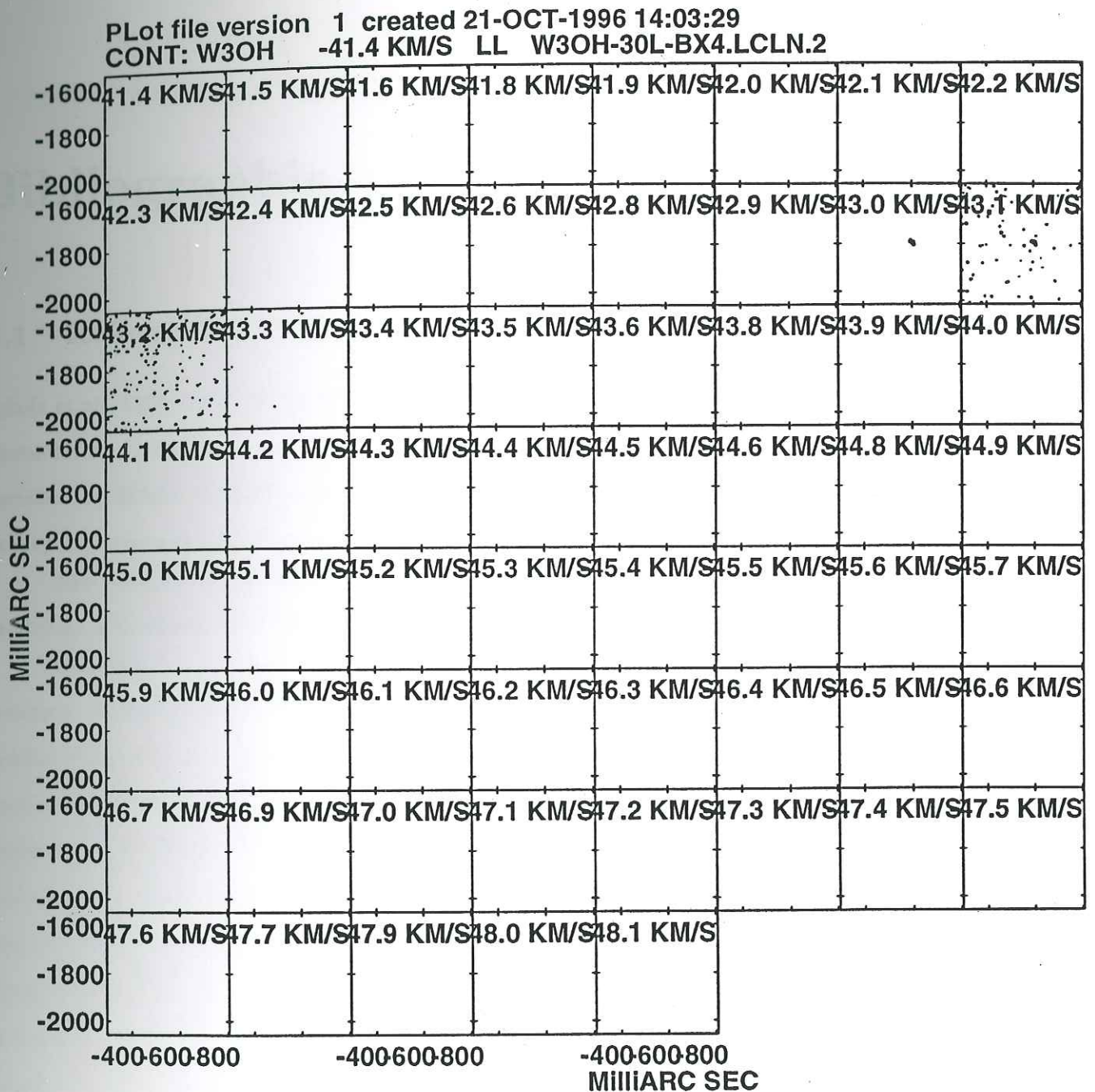


Figure 56: Carte de la zone 4 en 6030 gauche

# Bibliographie

## B.1 Références

- Agladz et al., 1996, *Ap.J. Letter* 462, 1025
- Alexander et al., 1984, ,
- Bächiller R., Tafalla M. & Cernicharo J., 1994, *Ap.J. Letter* 425, L93-L96
- Baudry A., Diamond P.J., Graham D., Walmsley M., Booth R.; Brouillet N. & Daigne G., 1988, *IAU symph.* 129 235-236,
- Baudry A. & Diamond P.J., Booth R.S., Graham D., Walmsley C.M., 1988, *Astron.&Astrophys.* 201, 105
- Baudry A. & Diamond P.J., 1991, *Astron.&Astrophys.* 247, 551-555
- Baudry A., Menten K.M., Walmsley C.M. & Wilson T.L., 1993, *Astron.&Astrophys.* 271, 552
- Baudry A. & Menten K.M., 1995, *Astron.&Astrophys.* 298, 905
- Beichman, C.A., Becklin E.E. & Wynn-William, C.G., 1979, *Ap.J. Letter* 232, L47
- Benson J.M., & Johnston, K.J., 1984, *Astrophys. J.* 277, 181
- Bieging J.H. & Cohen, M., 1985, *Ap.J. Letter* 289, L5
- Bloemhof E.E., Reid, M.J. & Moran J.M., 1992, *Astrophys. J.* 397, 500
- Brault J.W. & White O.R., 1971, *Astron.&Astrophys.* 13, 169-189
- Cabrit S. & Bertout C., 1986, *Astrophys. J.* 307, 313-323
- Cabrit S. & Bertout C., 1990, *Astrophys. J.* 348, 530-541
- Cabrit S. & Bertout C., 1992, *Astron.&Astrophys.* 261, 274-284
- Castor, J.I., 1970, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 149, 111-127
- Cesaroni, R. & Walmsley C.M., 1991, *Astron.&Astrophys.* 241, 537-550
- Churchwell, E., 1987, *Astrophys. J.* ,



- Churchwell, E., 1988, in 'Galactic and extragalactic Star Formation', eds Pudritz. M.Fich, NATO ASI serie vol 232, Kluwer Academic Publication, Dordrecht, p. 275
- Churchwell, E., 1990, *Astron.&Astrophys. Rev.* 2, 79-123
- Cudworth, K. & Herbig, G., 1979, *Astron. J.* 84, 548
- Dame, T.M., Ungerechts. R.S., Cohen, R.S., De Geus, E.J., Gremier, I.A., May, J., Murphy, D.D., Nyman, L.A. & Thaddeus, P., 1987, *Astrophys. J.* 322, 706
- Davies, R.D., 1974, in 'Galactic Radio Astronomy, 275-292, eds. Kerr F.J. & Simonson S.C. (IAU)
- Deguchi & Watson, 1985, *Astrophys. J.* ,
- Dewangan, D.P., Flower, D.R., 1987, *Montly Notices Roy. Astron. Soc.* 226, 505
- Diamond P.J. & Baudry A. 1996, *Astron.&Astrophys.* à paraitre,
- Dousmanis G.C., Sanders T.M.Jr. & Townes C.H., 1955, *Phys. Rev.* 100, 1735
- Dreher, J.W. & Welch, W.J., 1981, *Astrophys. J.* 245, 450
- Dutrey A. & Guilloteau, *Astron.&Astrophys.* ,
- Dyson, J.E., Williams, R.J.R. & Redman M.P., 1995, *Montly Notices Roy. Astron. Soc.* 277, 700-704
- Elitzur M., 1992, Astronomical MASERS
- Elitzur M. et al, 1976, *Astrophys. J.* 205, 384-396
- Elitzur M., 1980, *Astron.&Astrophys.* 81, 351-353
- Elitzur M., 1990, *Astrophys. J.* 363, 628-646
- Elitzur M., 1990, *Astrophys. J.* 363, 638-637
- Elitzur M., 1991, *Astrophys. J.* 370, 407-418
- Elias, J., 1978, *Astrophys. J.* 244, 857
- Felli, M., Churchwell, E., Massi, M., 1984, *Astrophys. J.* 136, 53
- Frerking M.A. & Langer W.D., 1981, *J.Chem. Phys. Letter* 74, 6990-6991
- Fridlund C.V.M. & Liseau R., 1994, *Astron.&Astrophys.* 292, 631-640
- Fridlund C.V.M., Sandqvist A. Nordh H.L. & Olofsson G., 1989, *Astron.&Astrophys.* 213, 310-322
- Garay, G., Rodriguez, L.F., van Gorkom J.H., 1986, *Astrophys. J.* 309, 553
- Garcia-Barreto J.A., Burke B.F. Reid M.J., Moran J.M., Haschick A.D. & Schilizzi R.T., 1987,

*Astrophys. J.* 326, 95-4

- Gaume R.A., Mutel R.L., 1987, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 65, 193
- Georgelin, Y.M. & Georgelin, Y.P., 1976, *Astron.&Astrophys.* 49, 57
- Guilloteau, S., Baudry, A. & Walmsley C.M., 1985, *Astron.&Astrophys.* 153, 179-188
- Guilloteau, S., Lucas, R. & Omont, A., 1981, *Astron.&Astrophys.* 97, 947
- Goldreich, P. and Keeley D.A., 1972, *Astrophys. J.* 174, 517-525
- Gray, M.D., Field, D. & Doel, R.C., 1992, *Astron.&Astrophys.* 262, 555-569
- Habing, H.J. & Israel, F.P., 1979, *Ann. Rev. Astrophys. & Astron.* 17, 345-385
- Heiles, C., Goodman, A., Mac Kee, C. & Zweibel, E.G., in *Protostars and Planets III*, p. 279-326, eds Matthew and Levy
- Heiles C., 1987, in *Interstellar Processes*, p. 171-194, "Interstellar Magnetic Fields", eds Hollenbach D.J. & Thronson Jr. Hildebrand, 1988
- Herzberg, 1961, second edition *Molecular Spectra and Molecular Structure*
- Ho, P.T.P. & Haschick, A.D., 1981, *Astrophys. J.* 248, 622
- Hollenback et al, 1993, *Astrophys. J.* ,
- Humphreys R.M., 1978, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 38, 309
- Keene J. & Masson C.R., 1990, *Astrophys. J.* 355, 635-644
- Kemball A.J., Diamond P.J. & Cotton W.D., 1995, *Astrophys. Suppl. Ser.* 110, 383-394
- Killeen 1992, ,
- Kurtz et al, 1990, *Astrophys. J.* ,
- Kylafis 1983, ,
- Lay O.P., Carlstrom J.E., Hills R.E. & Phillips T.G., 1994, *Astrophys. J.* ,
- Lynds, B.T., 1962, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 7, 1
- Mac Kee C.F. & Zweibel, E.G., in *Protostars and Planets III*, p.327-366, eds Matthew and Levy
- Mac Low M.M., van Buren, D.V., Wood, D.O.S. & Churchwell, E., 1991, *Astrophys. J.* 369, 395-409
- Martin, P.G., 1972, *Montly Notices Roy. Astron. Soc.* 154, 179
- Martin, P.G. & Campbell, 1976, *Astrophys. J.* 208, 127
- Mezger, P.G. & Henderson, A.P., 1967, *Astrophys. J.* 147, 471



- Mizushima M., 1972, *Phys. Rev. A* 5, 143
- Moran et al, 1968, *Ap.J. Letter* 152, L97
- Moriarty-schieven G.H., Snell R.L., Storm S.E., schloerb F.P. & Storm K.M., 1987, *Astrophys. J.* 319, 742-753
- Moriarty-schieven G.H., Snell R.L., 1988, *Astrophys. J.* 332, 364
- Moriarty-schieven G.H., Wannier P.G., 1991, *Ap.J. Letter* 373, L23-L26
- Mundt R. & Fried J., 1983, *Astrophys. J.* 274, L83
- Mundt R., Brugg E.W., Burke T., 1987, *Astrophys. J.* 319, 275
- Norris R.P., Booth R.S., Diamond P.J., 1982, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 201, 209
- Offer, A.R., van Hemert, M.C. & van Dishoeck, E.F., 1994, *J. Chem. Phys.* 100, 362
- Ohashi, Nagayoshi, Hayashi, Masahiko, Ho, Paul T.P., Momose, Munetake, Hirano, Naomi, 1996, *Astrophys. J.* 466, 957
- Pavlaakis, K.G. & Kylafis, N.D., 1996, *Astrophys. J.* 467, 300-308
- Pavlaakis, K.G. & Kylafis, N.D., 1996, *Astrophys. J.* 467, 309-320
- Radford, 1961, *Phys. Rev.* 122, 114
- Radford, 1962, *Phys. Rev.* 126, 1035
- Ray T.P., Poetzd R., Mundt R., 1990?, *Astrophys. J.* XXX, 145-148
- Readhead A.C.S., Walker R.C., Pearson T.J. & Cohen M.H., 1980, *Nature* 285, 137-140
- Reid M.J., Haschick A.D., Burke B.F., Moran J.M., Johnston K.J., Swenson G.W. Jr, 1980, *Astrophys. J.* 239, 89
- Reid, M.J., Ho, P.T.P., 1985, *Ap.J. Letter* 288, L17
- Reid, M.J., Myers, P.C., Bieging, J., 1987, *Ap.J. Letter* 312, 830
- Redman M.P., Williams, R.J.R. & Dyson, J.E., 1996, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 280, 661-666
- Rodriguez L.F., Canto J., Torrelles J.M., Ho P.T.P., 1986, *Ap.J. Letter* 301, L25
- Rogers A.E.E., Hinteregger H.F., Whitney A.R., Counselman C.C., Shapiro I.I., Wittels J.J., Klemperer W.K., Warnock W.W., Clark T.A., Hutton L.K., Marandino G.E., Rounang B.O., Rydbeck O.E. & Niell A.E., 1974, *Astrophys. J.* 193, 293-301
- Sargent A.I. et al., 1988, *Astrophys. J.* 333, 936-942
- Salomon & Sander, 1980, *Astrophys. J.* x, x

## B.1. RÉFÉRENCES

- Sanghera H.S., Rioja M.J., van Langevelde H. & Lüdke E., 1994, MPIfR MkIIA VLBI Correlator User Manual, , .
- Schawb F.R. & Cotton W.D., 1983, *Astron. J.* 88, 688-694
- Shu F.H. et al., 1987, *Ann. Rev. Astrophys. & Astron.* 25, 23-81
- Snell R.L., Bally J., Storm S.E. & Storm K.M., 1985, *Astrophys. J.* 290, 587-595
- Snell R.L. & Schloerb F.P., 1985, *Astrophys. J.* 295, 490-500
- Solomon, P.M. & Rivolo, A.R., 1989, *Astrophys. J.* 339, 919
- Spitzer, 1950, *Astrophys. J.* x, x
- Staude & Elsasser, 1993, *Astron. & Astrophys. Rev.* 5, 167
- Stromgren, 1939, *Astrophys. J.* 89, 526-554
- Thompson, A.R., 198\*, "The interferometer in practice" p 11, in 'Synthesis imaging in radio astronomy', Eds Perley R.A., Schwab F.R. & Bridle A.H., third NRAO Summer School, Astron. Soc. Pac. Conf. Series 6
- Townes C.H. and Schawlow A.L., 1956, Edts Mac Graw Hill, New York
- Turner, B.E. & Matthews, H.E., 1984, *Astrophys. J.* 277, 164
- Turner, B.E. & Welch, W.J., 1984, *Ap.J. Letter* 287, L81
- Uchida, Yutaka, Kaifu, Norio, Hayashi, Saeo S., Hasegawa, Tetsuo, Shibata, Kazunari, 1987, *Publi. Astron. Soc. Japan* 39, 907
- Vallee, ,
- van Burren, D.V., Mac Low M.M. & Churchwell, E., 1990, *Astrophys. J.* 353, 570-578
- van Burren, D.V. & Mac Low M.M., 1992, *Astrophys. J.* 394, 534-538
- Vershuur 1969, ,
- Very Longue Baseline Interferometry and the VLBA, ASP conf. series, vol 82, 1995, edts Zensus J.A., Diamond P.J. & Napier P.J.
- Walmsley, C.M., Baudry, A. Guilleoteau, S. & Winberg, A., 1986, *Astron. & Astrophys.* 167, 151
- Weinreb et al, 1963, ,
- Wielebinski R. & Krause F., 1993, *Astron. & Astrophys. Rev.* 4, 449-485
- Williams, R.J.R., Dyson, J.E. & Redman M.P., 1996, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 280, 667-672
- Wood, D.O.S. & Churchwell, E., 1989, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 69, 831



Zuchermann et al., 1972, *Astron. & Astrophys.* 60, 55-60

